CEA - R-3844

8.2

CEA - R-3844

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

EFFICACITÉ DE LA COLLECTION DES CHARGES DANS LES CHAMBRES D'IONISATION EN PRÉSENCE D'UNE INTENSITÉ DE RAYONNEMENT IONISANT CONSTANTE OU VARIABLE

par

Jean-Claude DECUYPER

Centre d'Études Nucléaires de Grenoble

Rapport CEA-R-3844

1970

Na*

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N-SACLAY B.P. n°2, 91-GIF-sur-YVETTE-France

CEA-R-3844 - DECUYPER Jean-Claude

EFFICACITE DE LA COLLECTION DES CHARGES DANS LES CHAMBRES D'IONISATION EN PRESENCE D'UNE INTENSITE DE RAYONNEMENT IONISANT CONSTANTE OU VARIABLE

Sommaire. - L'étude théorique et expérimentale de la collection des porteurs créés par ionisation dans les chambres couramment utilisées est entreprise en fonction de la valeur des différents paramètres agissants.

En présence d'une ionisation constante et sous une tension d'alimentation d'abord continue puis alternative, on analyse l'influence de la géométrie, de la recombinaison, de la diffusion et de l'attachement. La compensation des chambres à courant continu de mesure neutronique est également examinée.

./.

CEA-R-3844 - DECUYPER Jean-Claude

COLLECTION EFFICIENCY OF CHARGES IN IONIZATION CHAMBERS IN THE PRESENCE OF A CONSTANT OR VARIABLE RADIATION-INTENSITY

Summary. - The theoretical and experimental study of the collection of carriers built up by ionization in standard chambers, is made by varying the value of different acting parameters.

In the presence of constant ionization intensity and under a D.C. and A.C. voltage, the effect of geometry, recombination, diffusion and attachment is analyzed. The compensation of thermal neutron D.C. chambers is equally considered.

Under a time dependent ionization intensity and D.C.

./.

Ensuite, sous une intensité d'ionisation variable dans le temps et en alimentation continue, on étudie l'effet de la recombinaison sur la réponse en courant et sur l'efficacité de la collection de la charge totale libérée.

1970 200 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

---

voltage, is then studied the effect of recombination on current response, and on the collection efficiency of all formed charges.

1970 200 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Jean-Claude DECUYPER

PREMIÈRE THÈSE

EFFICACITÉ DE LA COLLECTION DES CHARGES DANS LES CHAMBRES D'IONISATION EN PRÉSENCE D'UNE INTENSITÉ DE RAYONNEMENT IONISANT CONSTANTE OU VARIABLE

Soutenue le 6 septembre 1968 devant la commission d'examen

MM. BENOIT — Président

BARJON
COUMES
GARIOD — Examinateurs

- Rapport CEA-R-3844 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble

LABORATOIRE D'ELECTRONIQUE ET DE
TECHNOLOGIE DE L'INFORMATIQUE

EFFICACITE DE LA COLLECTION DES CHARGES DANS LES CHAMBRES D'IONISATION EN PRESENCE D'UNE INTENSITE DE RAYONNEMENT IONISANT CONSTANTE OU VARIABLE

par

Jean-Claude DECUYPER

Thèse pour obtenir le titre de Docteur Ingénieur

- Mars 1970 -

TABLE DES MATIERES

AVANT - PROPOS

Cette étude a été effectuée au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble dans le Laboratoire d'Electronique Générale de 1963 à 1966.

J'exprime ma profonde reconnaissance envers Monsieur Louis NEEL, Membre de l'Institut et Directeur de cet Etablissement pour les conditions extrêmement favorables dont j'ai bénéficié au cours de ce travail.

Je remercie Monsieur CORDELLE, Chef du Département Electronique, pour m'avoir volontiers accepté au sein de ses Laboratoires.

Je prie Monsieur le Professeur BENOIT, Directeur de l'E.N.S.E.G. de bien vouloir croire en ma profonde reconnaissance pour avoir accepté la Direction de mes recherches.

J'exprime ma profonde gratitude envers Monsieur le Professeur COUMES pour toutes les excellentes remarques qu'il formula si volontiers envers ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur BARJON d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Que Messieurs GARIOD, TOURNIER, MARTIN soient assurés de ma profonde reconnaissance pour leur précieuse collaboration et que Messieurs GERBIER, MUEL, du Service des Accélérateurs soient remerciés pour leur aide.

Mes remerciements et ma vive sympathie vont également à tous mes camarades de Laboratoire.

INTRODUCTION

Dès le début de ce Siècle, les chambres d'ionisation associées à l'électroscope furent utilisées comme instrument de détection des rayonnements ionisants. Depuis lors, l'étude et le développement de l'énergie nucléaire favorisa le perfectionnement de ce procédé de détection. Actuellement, les problèmes de technologie des chambres et de mesure du courant continu ayant reçu des solutions satisfaisantes, les améliorations que l'on tente d'apporter concernent deux domaines :

- Le premier est celui de la réponse en énergie pour laquelle le matériau de la paroi joue un rôle important ainsi que le montre par exemple les chambres "équivalent tissus".

- Le second domaine concerne l'efficacité de la collection des charges à l'intérieur de ce genre de détecteur lorsque les conditions paramétriques sont différentes de celles qui sont ordinairement utilisées et qui correspondent, par définition, à un point de fonctionnement sur le palier de saturation.

En pratique, on se trouve dans de telles conditions lorsque, par exemple, on alimente une chambre sous une tension trop faible vis-à-vis de la valeur de l'intensité d'ionisation ou bien lorsqu'il s'agit de mesurer des impulsions de rayonnement très intenses.

Le but principal de ce travail est d'approfondir la relation qui existe entre la quantité de charges recueillies et le nombre de paires d'ions créés au cours du temps, afin de concevoir un appareillage susceptible de mesurer le flux auprès d'accélérateurs modulés en impulsions. Ce problème très complexe a demandé en premier la réalisation d'impulsions de flux. Ensuite il est apparu absolument indispensable de définir correctement la réponse des chambres en régime continu avant de s'attaquer au régime d'ionisation variable qui put être correctement analysé par la suite.

Cette thèse se compose donc de trois parties principales :

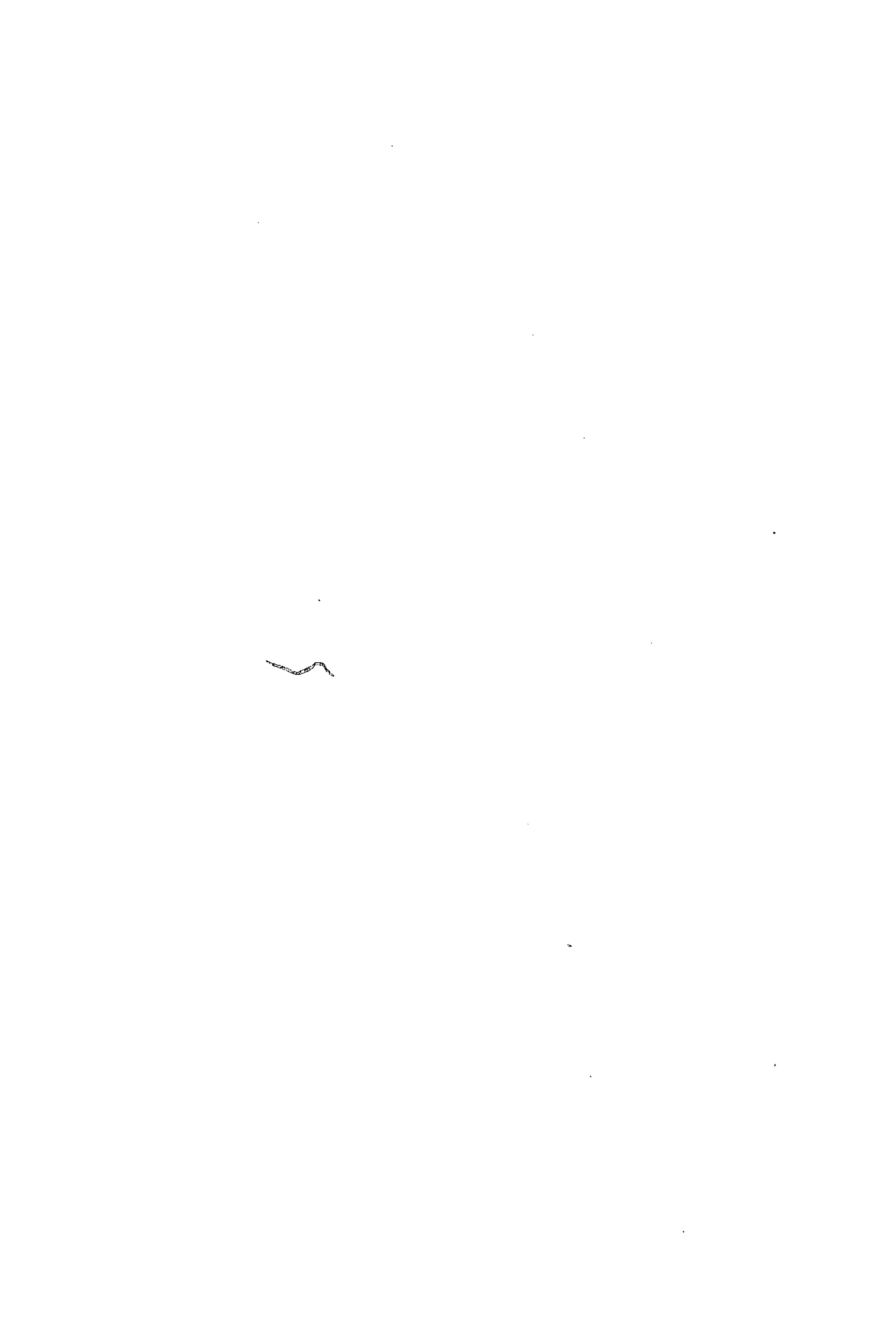
La première partie traite de la production d'impulsions de flux à l'aide d'un accélérateur électrostatique convenablement modulé .

Dans la deuxième partie, on examine le comportement des chambres au point de vue collection en présence d'un flux ionisant continu. Il y est précisé l'influence de la recombinaison et l'expression théorique de l'efficacité de la collection. Dans le cas particulier où la tension d'alimentation est alternative, un effet important d'amplification du courant induit est mis en évidence.

La dernière partie porte d'abord sur l'étude du régime transitoire du courant collecté avec ou sans recombinaison en présence d'impulsions de flux tant en ce qui concerne l'aspect de la montée que celui de la descente. De ces résultats on en déduit ensuite l'efficacité de la collection des charges totales créées au cours d'une impulsion,pour laquelle une expression générale tenant compte de l'intensité et de la durée relative de l'ionisation est obtenue.

PREMIERE PARTIE

PRODUCTION D'UN FLUX DE RAYONNEMENT GAMMA D'INTENSITE CONSTANTE OU MODULEE EN IMPULSIONS



CHAPITRE I

MODULATION ET ASSERVISSEMENT DU FAISCEAU D'UN ACCELERATEUR ELECTROSTATIQUE D'ELECTRONS

1. 1 - Intérêt de la pulsation d'un accélérateur

Le but de cette étude étant d'analyser l'influence des variations de tous les paramètres principaux agissant sur la collection des charges dans une chambre d'ionisation, il est apparu nécessaire de disposer d'un rayonnement gamma d'intensité facilement réglable. L'intensité du rayonnement ionisant est en pratique ce que l'on désire mesurer, c'est-à-dire l'entrée. Dans le cas d'intensités variables dans le temps, il importe de tenir compte de la forme et de la rapidité de ces variations : ceci est encore un paramètre important. Il n'est pas douteux, en effet, qu'une impulsion de courte durée et de forte intensité, puisse agir sur la collection des charges d'une façon différente de celle ayant, certes, une énergie totale égale, mais de longue durée et de faible intensité.

Pour l'obtention d'un rayonnement gamma notre choix s'est porté sur un accélérateur d'électrons SAMES de 600 KV. Le rayonnement obtenu a l'avantage d'être constitué uniquement de gammas et de X, à l'exclusion de tout autre. On s'est attaché, dès le début de cette étude, à réaliser une pulsation de courant cible en vue de l'étude ultérieure de la réponse des chambres en régime de flux variables.

La réalisation de la pulsation du courant cible de l'accélérateur a demandé, en fait, un temps qui est une fraction assez importante du délai imparti à cette thèse. Elle semblait néanmoins absolument indispensable pour approfondir la réponse des chambres et s'est montré par la suite d'une extrême commodité. La rédaction de ce chapitre sur la pulsation est condensée ; on s'est affranchi volontairement de certains détails techniques.

I. 2 - Description d'un accélérateur électrostatique d'électrons SAMES de 600 à 800 KV

I. 2. 1 - Production de rayons gammas

Un faisceau d'électrons accélérés frappant une cible produit un rayonnement "gamma" par deux sortes d'interactions :

- la collision avec un électrons d'un atome et production d'un photon de fluorescence (spectre de raies),
- le rayonnement de freinage, généralement le plus important (spectre continu).

Ainsi avec un faisceau d'électrons de 1 mA, soit 6.10^{15} électrons par seconde, d'énergie 800 KeV, l'exposition obtenue approximative à un mètre de la cible de tungstène est de l'ordre de 10^{3} R/h. Cet ordre de grandeur peut se trouver par le calcul suivant :

- En supposant que seulement 5 °/ₒ des électrons produisent des photons et que le diagramme de rayonnement de ceux-ci est indépendant de la direction, on trouve un flux de photons à un mètre de :

$$\frac{6.10^{15} \times 5.10^{-2}}{4 \pi 10^{4}} = 2,5.10^{9} \text{ photons/cm}^{2}/\text{s}$$

- D'après les calculs faits par MAYNEORD (référence dans SHARPE et TAYLOR - page 187) / 3 /, on sait que, pour des photons de 0,8 MeV, 1 roentgen correspond à environ $2,17.10^{9}$ photons/cm^{2}.

- D'où, dans notre cas, l'exposition se trouve être de l'ordre de 1 R/s ou bien 3 600 R/h.

1. 2. 2 Description d'un accélérateur électrostatique d'électrons

Un accélérateur électrostatique permet, à l'aide d'une tension continue élevée, d'accroître considérablement l'énergie cinétique des électrons initialement très faible. L'accélérateur SAMES utilisé permet d'atteindre plusieurs centaines de KeV. Il se compose essentiellement des éléments suivants (figure I. 1) :

- Une tension accélératrice V_{acc} fournie par une machine Félici (a) pouvant atteindre 800 KV.
- Un tube accélérateur (b) à l'intérieur duquel un champ électrique uniforme est créé par un gradient de potentiel constant entre des électrodes intermédiaires. Cette répartition du potentiel

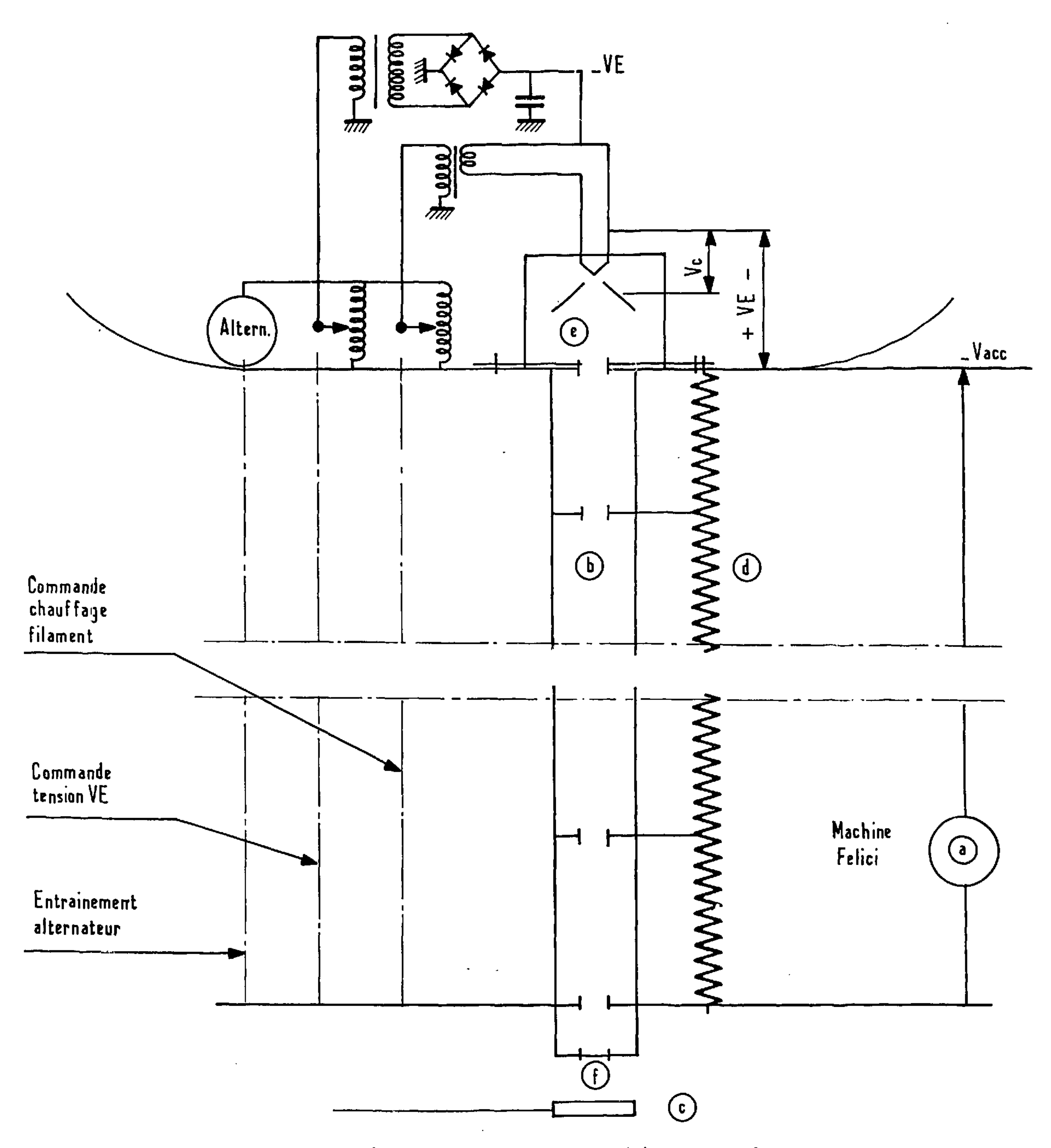


Figure I.1 : Schéma fonctionnel d'un accélérateur d'électrons

est fixée par une chaîne de résistance (d). La mesure du courant dans cette chaîne indique également la valeur de la tension accélératrice. Le vide dans le tube est de l'ordre de 10^{-5} mm de Hg.

- Une sortie du faisceau d'électrons dans l'air par une mince fenêtre (f) d'aluminium. A la sortie, ce faisceau peut être utilisé directement comme rayonnement β ou indirectement comme source de rayons gammas après bombardement d'une cible (c).

- Un canon à électrons fournissant les électrons par émission thermo-électronique d'un filament de tungstène. Une optique de Pierce ou "coupelle" favorise la focalisation des électrons émis. Une tension d'extraction VE dirige les électrons vers l'entrée du tube accélérateur. En marche continue, la tension de la coupelle par rapport au filament est nulle (Vc = o). Un alternateur de 130 V 600 Hz, placé dans la tête de l'accélérateur fournit, après, transformation, la tension de chauffage filament et la tension d'extraction VE . La commande à partir du sol, se fait mécaniquement par tiges isolantes.

I. 3 - Principe et réalisation de la modulation du faisceau

I. 3. 1 - Choix du procédé de modulation

A l'origine la modulation devait servir à fabriquer des échelons de flux gammas afin d'étudier la réponse des chambres d'ionisation. En cours d'étude il apparut intéressant de réaliser une commande linéaire du faisceau, complétée par un asservissement. Ainsi toutes formes de signaux pouvaient être obtenues et en plus d'une analyse impulsionnelle de la reponse d'un détecteur, une analyse harmonique devait être possible.

Les performances recherchées pour cette modulation ont été définies dans le but de permettre une analyse indicielle des chambres d'ionisation courantes, c'est-à-dire celles dont les porteurs majoritaires sont des ions. Pour une chambre d'ionisation constituée de deux plateaux parallèles espacés de 1 cm, remplie d'air aux conditions normales et alimentée par une tension de 1 000 Volts le temps de transit des ions est de l'ordre de 0,7 ms. Les caractéristiques principales recherchées pour la modulation sont :

- temps de montée des impulsions < 10 µs
- fréquence de répétition variable
- durée des impulsions variable jusqu'à plusieurs secondes
- hauteur des impulsions réglable au moins de 1 à 10.

L'analyse du schéma fonctionnel d'un accélérateur permet de dénombrer les procédés de modulation suivants :

- action sur le chauffage du filament source d'électrons, réponse lente et non linéaire,
- déflexion magnétique du faisceau à basse ou haute énergie : la réponse peut être très rapide mais la mise en oeuvre n'est pas simple,
- variation du champ électrique d'extraction au voisinage du filament. Cette solution a été retenue et est développée dans ce qui suit.

I. 3. 2 - Etude de la modulation

Les éléments essentiels du canon à électrons sont (figure I. 2) :

- le filament qui fait office de cathode,
- la coupelle ou optique de Pierce,
- l'électrode d'extraction.

D'après la constitution géométrique du canon, il apparaît que le moyen le plus simple de modifier le champ électrique au voisinage du filament est d'introduire une tension Ve entre la coupelle et ce dernier. La coupelle devient alors l'analogue d'une grille pour un tube électronique. La focalisation du faisceau n'est pas sensiblement perturbée. Les mesures statiques du courant cible recueilli Ie en fonction de la tension d'extraction VE pour différentes valeurs négatives de la tension de coupelle Ve et pour deux valeurs du chauffage filament sont représentées par le réseau des courbes Planche I. 1.

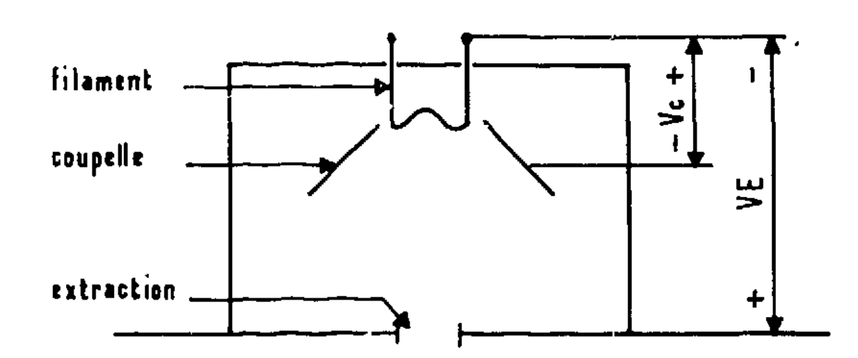
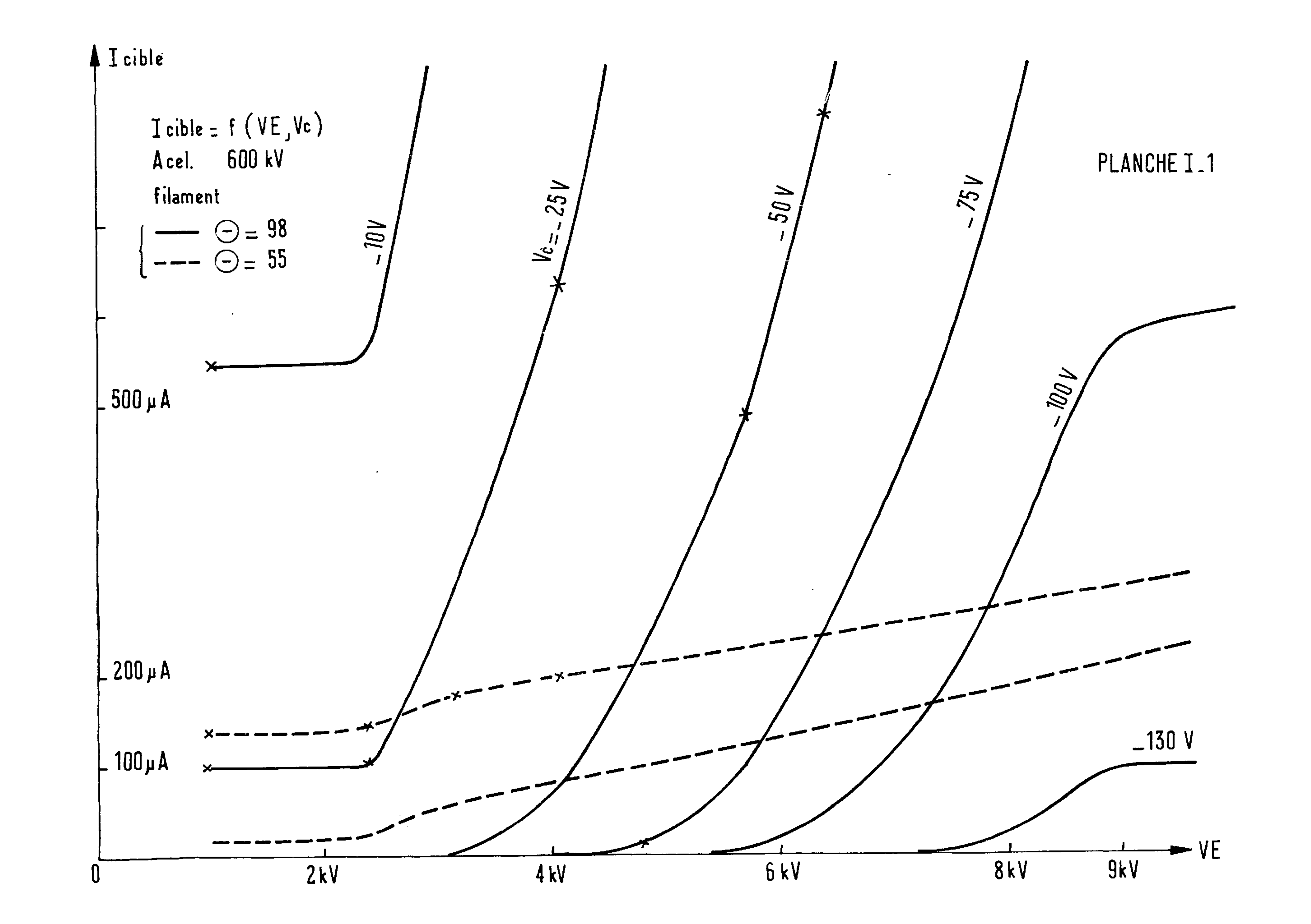


Figure I. 2 - Coupe schématique d'un canon à électrons.

Ce dernier ressemble à un réseau de courbes caractéristiques d'une triode aux différences près suivantes :

- pour une tension VE faible et V_c faible, le courant Ie ne s'annule pas probablement à cause de l'influence du champ de focalisation situé en dessous de l'extraction.


I cible
I cible = f (VE, Vc)
Acel. 600 kV
filament
⊖ = 98
⊖ = 55
PLANCHE I.1
-10V
Vc = -25V
-50 V
-75 V
-100 V
-130 V
500 µA
200 µA
100 µA
0
2kV
4kV
6kV
8kV
9kV
VE

- pour une tension V_c très élevée il apparaît un palier du courant Ie dont la valeur est fonction de la tension V_c. La valeur de ce palier semble être celui du courant de saturation de l'émission thermoélectronique (Loi de Richardson - Dutchmann). La dépendance en fonction de V_c s'explique par le fait que la coupelle joue également le rôle d'un diaphragme. La surface utile du filament soumise au champ électrique d'extraction diminue lorsque la tension Ve augmente.

La mesure des capacités interélectrodes a donné les valeurs suivantes :

filament-coupelle	$\sim$ 14 pF
coupelle-extraction	$\sim$ 85 pF
transformateur-extraction	$\sim$ 60 pF

L'électrode d'extraction est toujours à la masse du tore qui enveloppe le canon à électrons de l'accélérateur.

En fonctionnement dynamique, dans des conditions de polarisation correctes, le courant cible commandé peut s'écrire :

$$\Delta I_c = i_c = s_A v_c + \frac{VE}{\phi A}$$

ce qui donne d'après la Planche I. 1 et pour les conditions VE = 6 KV et Ve = - 50 V les valeurs suivantes de SA et ρA :

$$SA \sim 3.10^{-2} \text{ mA/Volt} \; ; \quad \rho_A \sim 2.10^{5} \Omega$$

Toutes ces mesures électriques essentielles rendent possible l'analyse du fonctionnement de la commande du faisceau par la tension coupelle. Le système est schématisé figure I. 3, le signal est fourni par un générateur de tension u et d'impédance interne R_S.

Du point de vue électronique de commande, il apparaît deux possibilités de modulation du faisceau. :

- Avec coupelle à la masse : (c'est-à-dire dynamiquement immobile)

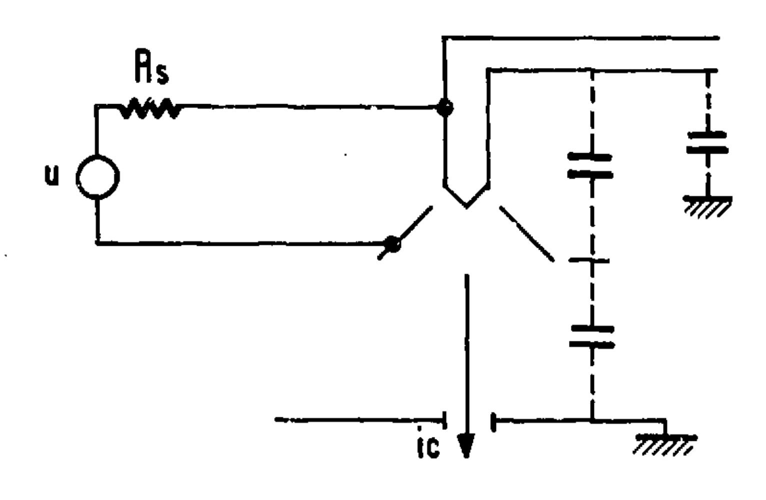
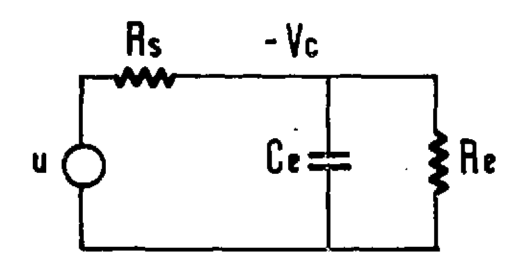


Figure I.3 - Schéma fonctionnel de la commande

- Avec coupelle à la masse : (c'est-à-dire dynamiquement immobile)

En continu, la coupelle est portée à la tension d'extraction V_E et la commande dynamique se fait par le filament. Le schéma équivalent est le suivant :



R_e et C_e désignent la résistance et la capacité équivalente d'entrée.

La fonction de transfert s'écrit :

$$- \frac{V_c}{u} = \frac{R_e}{R_e + R_s} \quad \frac{1}{1 + \tau p}$$

et

$$\frac{ic}{vc} = \frac{1}{R_e}$$

D'où

$$\frac{ic}{u} = \frac{-1}{R_e + R_s} \frac{1}{1 + \tau p}$$

$$\text{et } \tau = \frac{R_e \cdot R_s}{R_e + R_s} \cdot Ce$$

Dans ce cas l'impédance équivalente d'entrée s'écrit :

$$R_e = \frac{V_c}{ic} = \frac{1}{s A + 1/\phi_A}$$ soit, avec la polarisation choisie :

$$R_e \sim 3.10^4 \Omega$$

La capacité d'entrée est la capacité totale filament masse $Ce \sim 74$ pF.

Dans le cas le plus défavorable c'est-à-dire lorsque la résistance R_s est largement supérieure à R_e :

$$R_s \gg R_e$$

$$\tau = R_e \; C_e \sim 2.10^{-6} \text{ s}$$

Le temps de montée à 95 °/₀ des impulsions est environ trois fois supérieur mais demeure en dessous des 10 µs recherchés.

- Avec cathode ou filament à la masse

La commande se fait alors par la coupelle. Le schéma équivalent est le même que précédemment et la fonction de transfert diffère un peu du fait que :

$$\frac{V_c}{ic} = 1 / s_A$$

ne s'identifie plus à la résistance d'entrée R_e, ic étant le courant cible et V_c la tension de la coupelle.

La résistance d'entrée équivalente c'est-à-dire celle qui existe entre la coupelle et la masse est très élevée et peut s'écrire :

$$R_e \gg R_s$$

d'où :

$$\frac{ie}{u} = \frac{R_e \cdot SA}{R_e + R_s} \quad \frac{1}{1 + \tau p}$$

$$\boxed{\frac{ie}{u} = \frac{SA}{1 + \tau p}}$$

La capacité d'entrée entre coupelle et masse dans ce cas vaut : C_e 100 pF

d'où

$$\tau \sim 10^{-10} R_s$$

pour obtenir 10^{-6} secondes seulement il faut : $R_s \sim 10^4 \, \Omega$

I. 3. 3 - Réalisation de la commande

Le procédé de modulation étudié convient parfaitement en ce qui concerne le temps de montée. Le choix de la commande électronique sera fait de façon à obtenir une bonne linéarité entre la tension de commande et le courant cible. Ce dernier peut varier en effet entre 1 μ A et quelques mA.

Le montage qui vient à l'esprit lorsqu'il s'agit de linéariser un courant est une contre-réaction d'intensité. Celle-ci se réalise par l'adjonction d'une résistance dans le circuit filament-masse et une attaque sur la coupelle (montage cathodyne). Un tel montage nécessite dans le cas présent une tension de commande de plusieurs centaines de volts.

En fait, la solution utilisée correspond à une attaque en courant de système. La coupelle est mise à la masse et le courant désiré est injecté par le filament. La figure I.4 schématise la commande réalisée. Une triode intermédiaire grille à la masse permet de diminuer l'impédance d'entrée de façon à utiliser une faible tension de commande. Un transistor monté en contre-réaction d'intensité permet d'asservir le courant injecté à la tension de commande u . La fonction de transfert $\frac{ic}{u}$ s'écrit approximativement :

$$\boxed{\frac{ic}{u} = \frac{1}{R} \times \frac{1}{1 + 2.10^{-6} \, . \, P}}$$

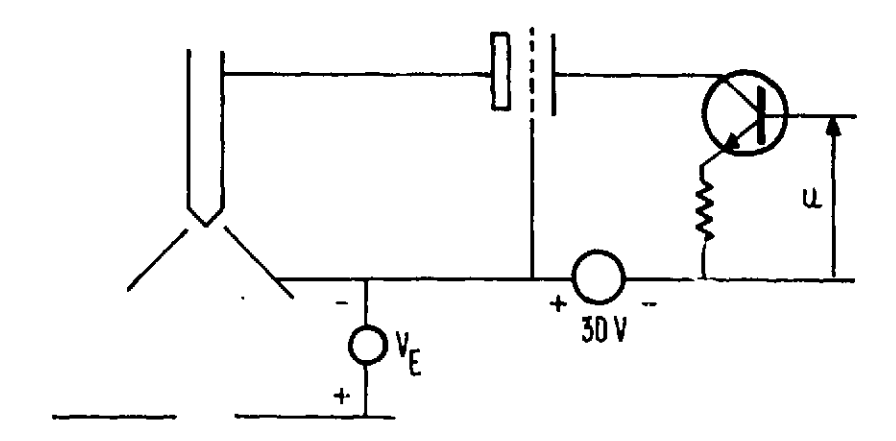


Figure I.4 - Schéma de la réalisation

Avec cette commande, il ne s'agit pas d'un contrôle du courant cible mais simplement d'un dosage du courant injecté total : I_T, comme le suggère la figure I.5.

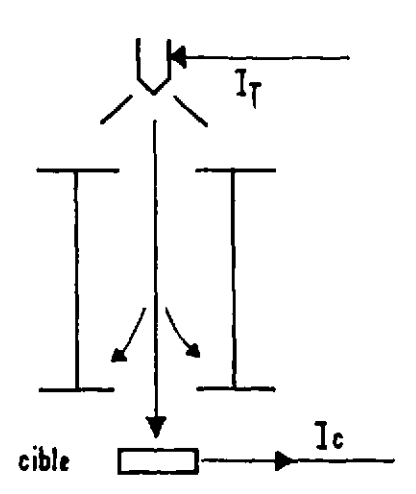


Figure I.5 - Répartition du courant total injecté

En pratique on constate que les pertes sont faibles et que l'approximation $I_T = I_c$ est tout à fait valable.

Remarques :

- En cours de réalisation, l'apparition sur le marché d'un transistor tenant plus de 100 V a permis de supprimer la triode.

- Il serait également possible de compenser le courant capacitif d'entrée par l'adjonction d'un amplificateur de gain n et d'une capacité de valeur $\frac{Ce}{n-1}$ figure I.6.

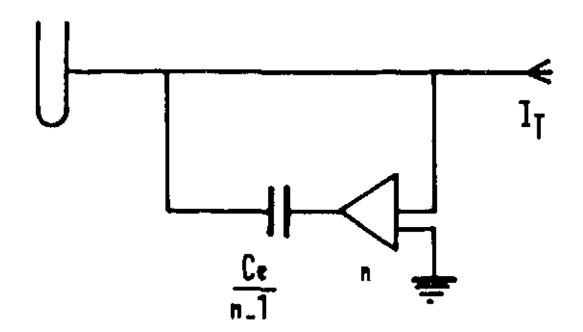


Figure I.6

I.4 - Transmission à distance et asservissement

I.4.1 - Transmission à distance

Une transmission pouvant transporter le signal de commande sous haut isolement électrique, entre le sol et la tête de l'accélérateur est rendue nécessaire par la présence de la tension accélératrice, de l'ordre de 600 KV dans ce cas. Une transmission hertzienne ou lumineuse est apparue tout à fait indiquée. Les autres caractéristiques recherchées pour cette liaison ont été les suivantes :

- linéarité et rapidité
- pouvant transmettre à 3 mètres minimum
- peu encombrante
- peu sensible aux parasites
- robuste vis-à-vis des claquages ou des effluves

La première solution étudiée fut une transmission U H F dans la bande X comprenant : un klystron modulé en fréquence, deux cornets en tant que aériens et un discriminateur de fréquence à la réception. Mais l'encombrement de ce dispositif aussi bien à la réception qu'à l'émission était considérable et sa mise au point délicate, particulièrement en ce qui concerne le discriminateur de fréquence, constitué d'un té magique et d'une cavité qui avait l'inconvénient d'être sensible aux variations thermiques.

La transmission adoptée en définitive le fut grâce à l'apparition sur le marché des diodes électro-luminescentes à l'arseniure de gallium type F 56 CAYA fabriquées par la Radiotechnique. Les excellentes performances de ces diodes ont permis l'actuelle réalisation de la transmission à distance par faisceau infra-rouge constituée des éléments essentiels suivants (figure I.7) :

- un amplificateur de puissance pour la diode électro-luminescente
- une diode électro-luminescente
- un système optique à l'émission et à la réception
- une diode réceptrice BPY 13
- un amplificateur du courant continu fourni par la détection

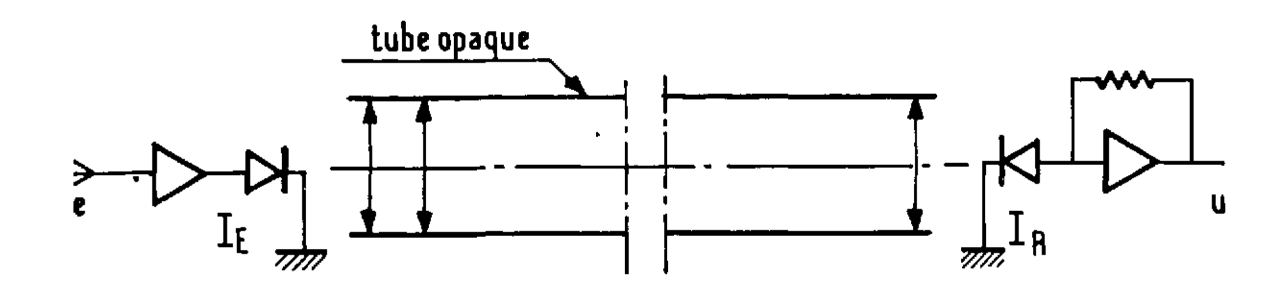


Figure I.7 - Coupe schématique de la transmission à distance

I.4.2 - Asservissement du courant cible

Le principe de cet asservissement est schématisé sur la figure I.8.

Il s'agit simplement d'un asservissement à courant continu dont la transmittance en boucle fermée s'écrit :

$$w = \frac{I_c}{V_R} = \frac{\mu}{1 + \mu \cdot A_m} \neq \frac{1}{A_m}$$

si le gain en boucle ouverte μA_m est $\gg 1$. L'erreur du premier ordre ε ol $= \frac{1}{1 + \mu A_m}$; pour obtenir ε ol = 10 °/₀ il faut avoir $\mu A_M = 9$.

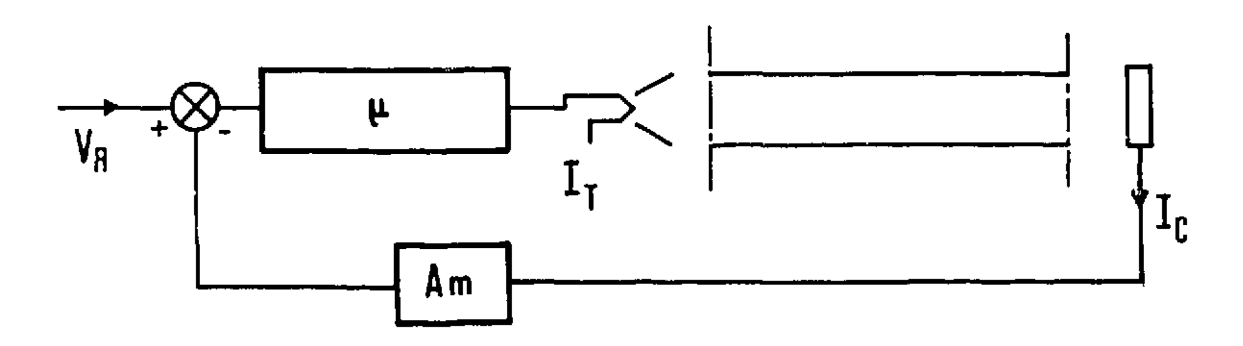


Figure I.8 - Schéma de principe de l'asservissement

I. 5 - Réalisation

Un système prototype de pulsation et d'asservissement a été monté sur l'accélérateur V_2 du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble.

Son schéma fonctionnel est représenté en figure I. 9 sur laquelle on distingue les deux modes de fonctionnement suivants :

- en asservi :

- La référence V_R se compose d'un signal alternatif fourni par un générateur auxiliaire et d'un niveau continu affiché sur un potentiomètre.

- La comparaison se fait avec la tension A_M I_c donnée par l'amplificateur de mesure du courant cible.

- en pulsé :

- L'asservissement est supprimé car ce qui est recherché avant tout c'est un temps de montée minimum des impulsions du courant cible.

- Pour améliorer ce temps de montée un trigger est inséré dans la tête de l'accélérateur près de la commande du courant.

- Le même amplificateur de mesure A_M permet de contrôler les impulsions obtenues sur oscilloscope.

- Il y a deux possibilités de fonctionnement :

. soit en répétitif, la base de temps étant donnée par un générateur auxiliaire,

. soit en coup à coup par action manuelle sur un bouton qui déclenche alors une seule impulsion.

- Un calibrateur permet de régler à volonté la durée des impulsions de quelques μ s à quelques secondes.

I. 6 - Essais et conclusions

Du point de vue bande passante, la coupure principale vient de la commande en courant de la diode électro-luminescente, cette commande s'effectuant à l'aide d'un transistor de

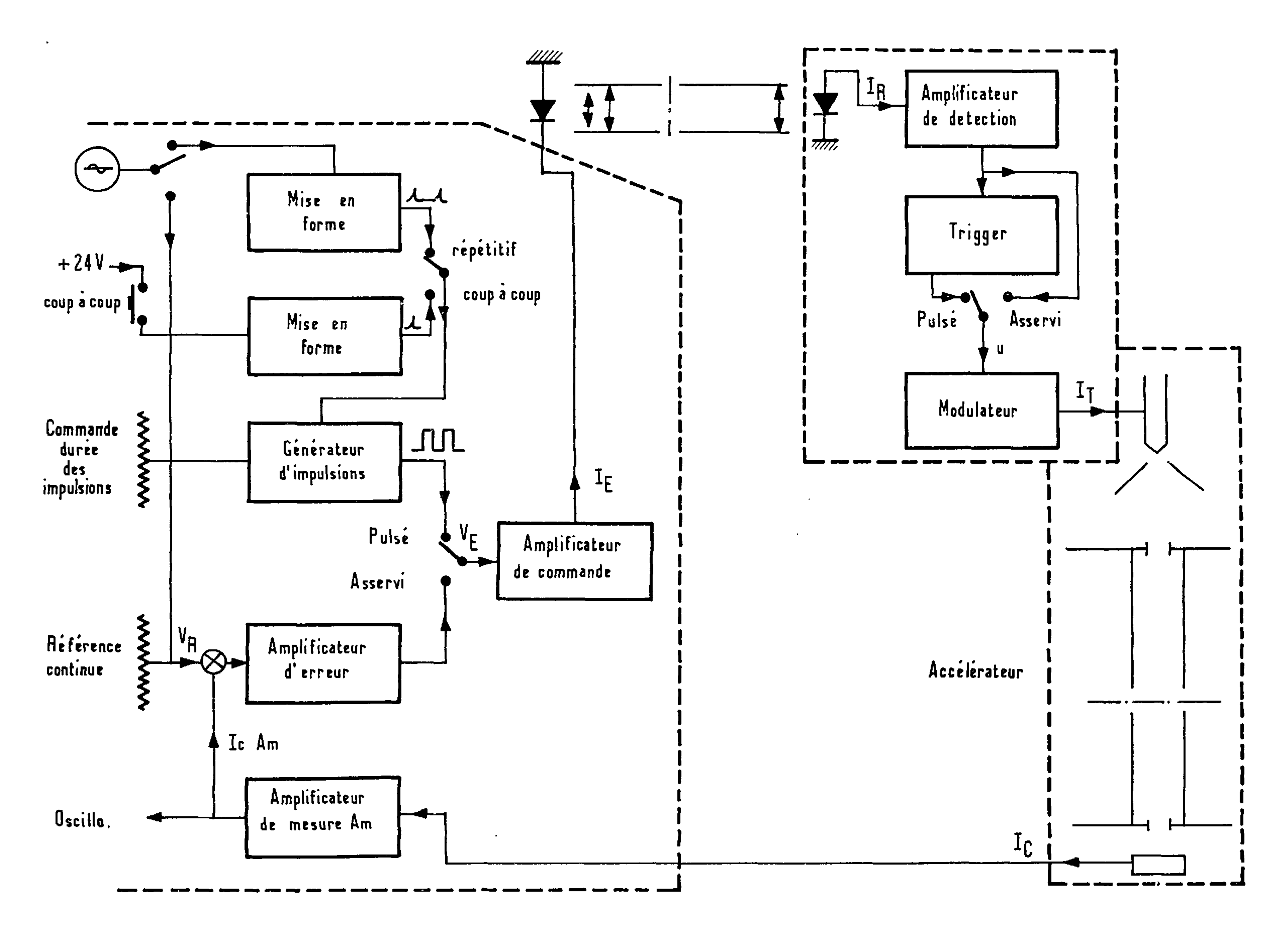


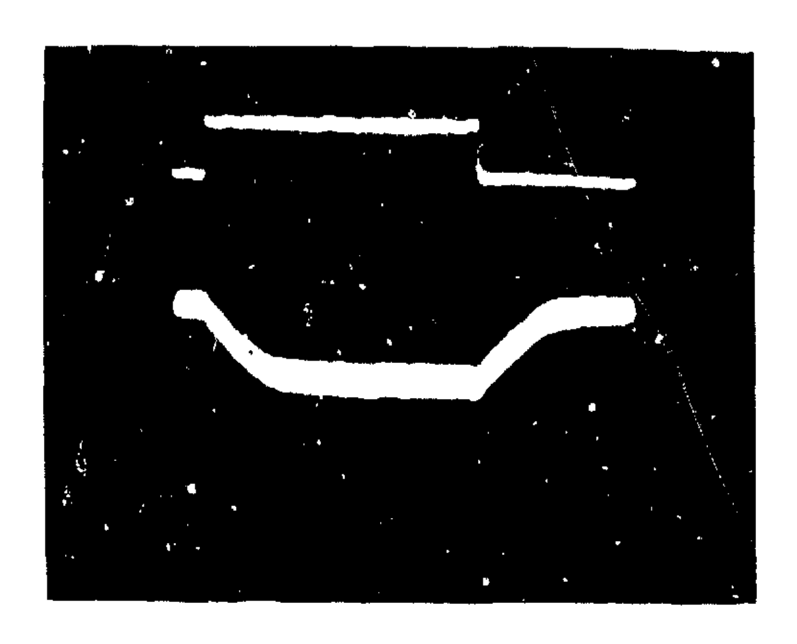
Figure I_9 : Schéma fonctionnel de la pulsation et de l'asservissement

puissance germanium SFT 250. D'autres coupures interviennent plus haut en fréquence au niveau de la commande en courant de l'accélérateur, comme il a été vu, et au niveau de l'amplificateur du courant détecté I_R . En fonctionnement asservi un rétrécissement de la bande de l'amplificateur d'erreur est apparu nécessaire pour éviter des oscillations du système bouclé. Malgré tout la bande passante de l'ensemble se situe de 0 à une dizaine de KHz.

En fonctionnement pulsé, le temps de montée obtenu pour les impulsions du courant cible est de l'ordre de 5 μ s ; le temps de descente, nettement moins bon est de l'ordre de 20 μ s.

Du point de vue dynamique du courant cible, la seule limite constatée reste la valeur moyenne maxima du courant admissible sur la fenêtre qui est de l'ordre de 1 mA. On peut, par exemple, obtenir 3 mA crête pendant 150 ms, toutes les 300 ms, la génératrice fournissant la tension accélératrice supporte facilement des forts courants modulés même à quelques cycles par seconde.

La figure I.10 montre l'allure d'une impulsion du courant cible obtenue, son intensité étant de 7 μA et sa durée de 280 ms. En dessous est photographiée l'impulsion de courant correspondante fournie par une chambre d'ionisation.



- courant cible : $I_c = 7\ \mu A$
- Impulsion de courant de 10^{-8} A fournie par une chambre d'ionisation CCS γ 10

Figure I.10 - 5 mV/div. ; 40 ms/div.

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DU FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES D'IONISATION SOUS FLUX DE RAYONNEMENT D'INTENSITE CONSTANTE

CHAPITRE II

PHENOMENES PHYSIQUES ET EQUATIONS FONDAMENTALES DANS LES GAZ FAIBLEMENT IONISES

II.1 - Phénomènes physiques

II.1.1 - Description d'une chambre d'ionisation. Intensité de l'ionisation dans le volume sensible

Une chambre d'ionisation se compose essentiellement de deux électrodes planes ou cylindriques délimitant un volume gazeux sensible aux rayonnements ionisants. La figure II.1 schématise une chambre d'ionisation à plateaux parallèles.

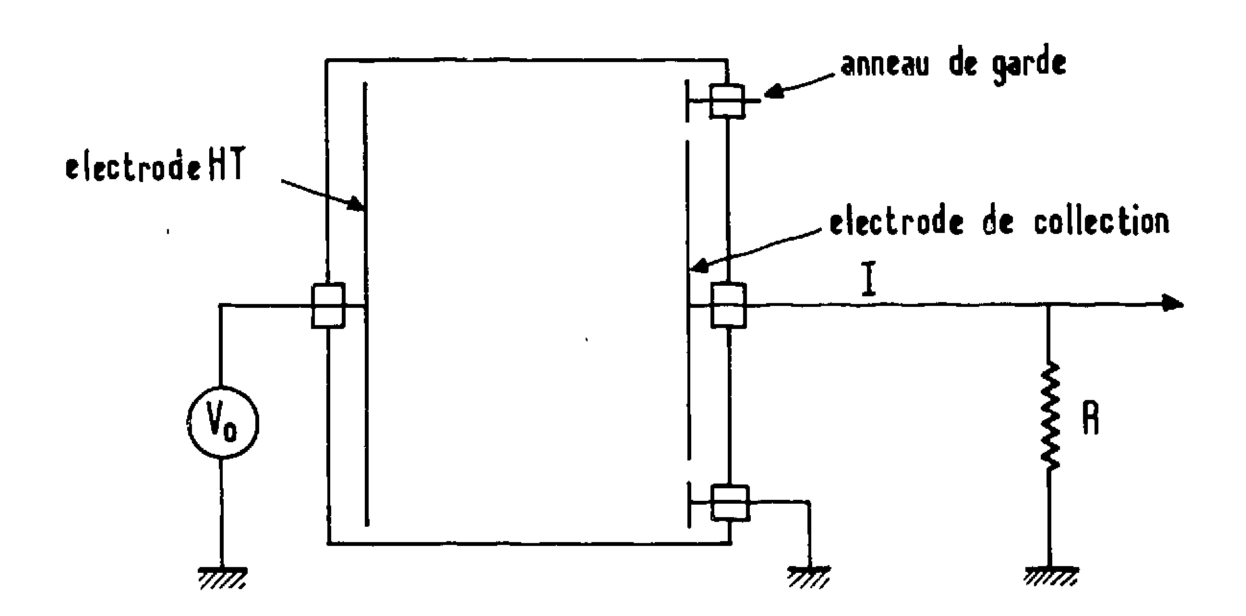


Figure II.1 - Schéma fonctionnel d'une chambre d'ionisation

La présence d'un flux Φ de rayonnement gamma créé à l'intérieur du volume sensible une intensité d'ionisation n_o (x , y , z , t), nombre de paires d'ions créés par cm^3 et par

seconde. Une chambre est toujours constituée d'une enveloppe de matière conductrice, servant de blindage, de protection et parfois à la détection. Suivant que le matériau de l'enveloppe possèdera des caractéristiques différentes ou voisines de celles du gaz externe, du gaz interne et suivant la position de la chambre par rapport à la source, la distribution dans l'espace de $n_o (x, y, z, t)$ pourra être très différente. Il faut se rappeler en effet que, en plus d'une décroissance des effets du rayonnement en fonction de la distance, il peut y avoir une perturbation importante du flux des particules associées par la présence d'une paroi. A ce sujet, le tableau ci-dessous donne les valeurs approximatives du parcours Xe des électrons, également distance d'établissement de l'équilibre électronique, dans l'air et suivant l'énergie du rayonnement gamma incident.

Energie	100 KeV	500 KeV	1 MeV
$\mathcal{X}$ e	15 cm	160 cm	350 cm

Les effets d'une paroi peuvent donc se faire sentir sur une distance non négligeable.

On s'affranchit délibérément de cette difficulté dans toute l'étude qui suit en considérant toujours $n_o (x, y, z, t)$ constant dans tout le volume et égal à $n_o (t)$.

Remarquons, au passage, que l'effet de paroi est mis à profit dans les chambres dites "équivalentes tissus" afin d'obtenir une réponse en énergie particulière.

II. 1. 2 - Phénomènes physiques agissant sur les charges libres dans un gaz / 4 / / 5 / / 3 /

II. 1. 2. 1 - Transport des charges

Dans un gaz ionisé, en absence de champ électrique appliqué, les ions et les électrons ont des mouvements erratiques résultant de l'agitation thermique.

En présence d'un champ électrique E les charges subissent dans la direction du champ un entraînement qui se superpose à leur agitation thermique. La vitesse de transport W ainsi obtenue peut s'écrire :

$$W = \mu' \frac{E}{p}$$

μ' étant la mobilité et p la pression du gaz. Par la suite on emploiera $\mu = \frac{W}{E}$ μ étant alors fonction de la pression.

En réalité, la formule précédente est approximative. Elle est vraie pour les ions tant que le champ électrique n'est pas trop élevé. Dans le cas des électrons libres, ou dans celui des ions soumis à un champ fort, il faut écrire généralement :

$$W = \mu' \left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2}$$

La vitesse de transport est liée au libre parcours moyen λ et à l'énergie moyenne d'agitation thermique par la relation suivante :

$$W = \frac{1}{2} E \frac{e}{m} \frac{\lambda}{u} \qquad \frac{\lambda \; E \; e}{(12 \; kTm)^{1/2}}$$

u : vitesse moyenne d'agitation thermique.

Par exemple, pour les ions (+) de l'azote aux conditions normales :

$$\lambda \simeq \frac{\lambda^\circ}{\rho} \sim 10^{-5} \text{ cm} \quad \text{ou} \quad 10^{-7} \text{ m}$$

$$u \sim 600 \text{ ms}^{-1}$$

et $$\frac{W}{E} \sim \frac{1}{2} \; \frac{96.500}{14.10^{-3}} \; \frac{10^{-7}}{6.10^{2}} = 5,5 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

En réalité pour l'azote $\mu^+ \sim 1,3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Les valeurs observées de la mobilité sont généralement plus petites que les valeurs théoriques.

L'effet de la température sur la vitesse de transport peut se déduire approximativement de la dernière formule :

. Si la pression reste constante : $W \sim T^{-1/2}$

. Si la pression varie à volume constant : $W \sim T^{-3/2}$

La dépendance du libre parcours des ions en fonction de la température n'est pas prise en considération.

II. 1. 2. 2 - Courant de diffusion

La diffusion des charges est liée à l'existence d'un gradient de densité de celles-ci. Ce gradient peut être produit par le phénomène de transport sous l'effet d'un champ électrique.

La densité du courant de diffusion s'écrit :

$$\vec{J_D} = - e \, . \, D \, . \, \vec{\text{grad}}\, n$$

n étant la densité des charges (ne pas confondre avec n_o intensité de l'ionisation)

D coefficient de diffusion

e charge élémentaire

Le coefficient de diffusion a pour valeur :

$$D = \frac{1}{3} \lambda u \sim \frac{T}{P}^{1/2}$$

ce qui s'écrit encore :

$$\frac{D}{W/E} = \frac{\varepsilon k T}{e}$$

pour les ions (+) et (-) : $\varepsilon \sim 1$ d'où $\frac{D}{\mu} \sim 2,5.10^{-2}$ Volts à 0°C

pour les électrons : $\varepsilon \sim 10^2$ généralement

II. 1. 2. 3 - Recombinaison des charges

La recombinaison est un phénomène important qui peut réduire considérablement le nombre de paires d'ions produits par le rayonnement ionisant et nuire à la précision d'une mesure.

On montre que le nombre de charges de chaque signe qui se recombinent par unité de volume est proportionnel à la densité n^+ et n^- des charges et au temps :

$$dn^+ = dn^- = - \beta \, . \, n^+ n^- \, dt$$

β étant le coefficient de recombinaison (en $cm^3 \, s^{-1}$).

Une étude théorique approfondie de la recombinaison a été faite notamment par J. J. THOMSON / 6 /.

En ce qui concerne principalement les ions positifs et négatifs, et d'après cet auteur, le mécanisme de la recombinaison serait le suivant :

Pour que deux charges A et B se recombinent il est nécessaire qu'elles se rapprochent suffisamment l'une de l'autre afin que l'énergie potentielle d'attraction, due par exemple au champ coulombient de B sur A, soit supérieure à l'énergie cinétique acquise par A et supposée égale à l'énergie d'agitation thermique. La distance entre A et B étant $\overline{AB}$ la condition s'écrit :

$$3/2\ RT < \frac{e^2}{\overline{AB}}$$

Cependant, en présence d'un champ électrique par exemple, les charges A et B ont souvent une énergie cinétique supérieure à l'énergie d'agitation thermique.

Il est donc nécessaire, en plus d'une distance $\overline{AB}$ suffisamment faible, que l'une des charges A ou B perde une certaine partie de son énergie cinétique par collision avec une molécule du gaz. Après cette collision l'énergie cinétique restituée à la charge est supposée, par hypothèse, égale à 3/2 RT. Les calculs faits par J. J. THOMSON aboutissent à l'expression suivante :

$$\beta n^+ n^- = \pi d^2 n^+ n^- \left[U_A^2 + U_B^2\right]^{1/2} \left[1 - \frac{\lambda}{2d}(1 - e^{-\frac{2d}{\lambda}}) + 1 - \frac{\lambda'}{2d}(1 - e^{-\frac{2d}{\lambda'}})\right]$$

avec $d = \frac{e^2}{kT}$

U_A, U_B vitesse moyenne des charges A et B

λ, λ' libre parcours moyen des charges

n^+, n^- densité des charges

lorsque d/λ est faible :

$$\beta \simeq 2\pi(U_A^2 + U_B^2)^{1/2}\ d^3 \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda'}\right)$$

lorsque $2d/\lambda$ est grand :

$$\beta \simeq 2\ \pi\ (U_A^2 + U_B^2)^{1/2}\ d^2$$

Par exemple, pour de l'oxygène à 0°C et à la pression atmosphérique :

$d = 4,18.10^{-6}$ cm (indépendant du gaz)

$\lambda \sim 10^{-5}$ cm

$U_A \# U_B = 4,25.10^{4}$ cm s^{-1}

d'où : $\beta = 1,96.10^{-6}$ cm^3 s^{-1}

La valeur expérimentale de β est environ $1,6.10^{-6}$ cm^3 s^{-1}.

La valeur de β , dans les conditions normales et pour la recombinaison entre ions positifs et ions négatifs, se situe vers 10^{-6} cm^3 s^{-1}, tandis que lorsqu'il s'agit d'ions positifs et d'électrons, dans de nombreux cas, β est mal défini et serait de l'ordre de 10^{-10} cm^3 s^{-1}.

Pour des gaz purs tels que He , Ne , A exceptionnellement β serait de l'ordre de 10^{-7} cm^3 s^{-1}

- Variation de β avec la pression P

. à basse pression : $\beta \sim P$ (cas où d/λ est faible)

. à haute pression : β est indépendant de la pression.

En fait, il atteint un maximum puis décroît vers une valeur constante.

- Variation de β avec la température

. à basse pression : $\beta \sim T^{-5/2}$

. à haute pression : $\beta \sim T^{3/2}$

La variation de λ avec la température n'est pas prise en considération ici.

II.1.2.4 - Attachement des électrons sur les molécules / 3 /

L'attachement des électrons produit des ions négatifs. Ce phénomène est fréquent pour les gaz électronégatifs tels que les halogènes.

Etant donné une probabilité d'attachement h lors de chaque collision, un libre parcours moyen λ d'un électron, une concentration C du corps électronégatif, il est possible de calculer la proportion d'électrons attachés au bout d'un parcours X

Le temps moyen entre deux collisions pour un électron libre est $\frac{\lambda}{u}$, u étant la vitesse moyenne d'agitation thermique.

Le nombre de collisions favorables pendant un parcours ΔX s'écrit :

$$C \times \frac{\Delta X}{W} \times \frac{u}{\lambda}$$

Finalement la proportion d'électrons attachés pendant un parcours ΔX :

$$\frac{\Delta n}{n} = - \frac{h c u}{W \lambda} \Delta X$$

soit

$$l_o = \frac{W \lambda}{h c u}$$

il vient :

$$\frac{dn}{n} = - \frac{dx}{lo}$$

$$\frac{n}{n_o} = \alpha = (1 - e^{-\frac{X}{l_o}})$$

α sera appelé coefficient d'attachement global.

Si $X = l_o$, il y a environ 63 °/₀ d'attachement.

Comme exemple, soit de l'oxygène pur : c = 1 .

Avec E/p = 1 et à la pression atmosphérique il vient :

$$E = 760 \text{ V/cm}$$

$$h = 2,2.10^{-5} \; ; \; u = 5.10^{7} \text{ cm s}^{-1} \; ; \; W = 1,6.10^{6} \text{ cm.s}^{-1}$$

$$\lambda = \frac{5,6.10^{-2}}{760} \text{ cm}$$

d'où

$$l_o = \frac{W\lambda}{h c u} = \frac{1,6.10^{6} \times 0,74.10^{-4}}{2,2.10^{-5} \times 5.10^{7}} = 0,11 \text{ cm}$$

Donc pour un parcours approximatif de $3 \ell_o$, soit 3,3 mm, il y a environ 95 °/₀ d'attachement.

Il suffit généralement de peu d'impuretés électronégatives dans un gaz pour que le coefficient d'attachement global α ne soit plus négligeable.

L'attachement dépend du champ électrique, c'est-à-dire de la tension appliquée, par l'intermédiaire de W . L'attachement croît lorsque la tension diminue.

II.2 - Equations fondamentales / 4 /

II.2.1 - Equations des grandeurs électriques

Dans le cas très général il faut appliquer les équations de Maxwell qui s'écrivent vectoriellement :

$$\begin{cases} \text{rot } E = - \dfrac{\partial B}{\partial t} \\ \text{rot } H = j_c + \dfrac{\partial D}{\partial t} \qquad \text{avec } j_c = j^+ \; j^- \\ \text{div } D = \rho = e\,(n^+ - n^-) \\ \text{div } B = 0 \end{cases}$$

J_c est la densité du courant de conduction ; les autres symboles sont connus. Généralement le champ magnétique H ne possède pas de composante continue.

On remarque que div rot H = 0 ce qui entraîne

$$\boxed{\text{div } j_c + \text{div } \frac{\partial D}{\partial t} = 0}$$

- En régime statique c'est-à-dire constant dans le temps, il s'ensuit que :

$$\text{div } j_c = 0$$

$$\text{d'où} \begin{cases} \text{div } j^+ = \text{div } j^- \\ \text{div } D = e\,(n^+ - n^-) \end{cases}$$

- En régime dynamique :

$$\text{div } \frac{\partial D}{\partial t} = - \text{div } j_c$$

d'où

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial t} \; e\,(n^{+} - n^{-}) = - \operatorname{div} j_c & \text{Eq. (II. 1)} \\ \text{avec} \;\; \operatorname{div} D = e\,(n^{+} - n^{-}) & \text{Eq. (II. 2)} \end{cases}$$

En ce qui concerne les densités de courant, il faut remarquer que :

$$j \text{ total} = j_c \text{ (conduction)} + \frac{\partial D}{\partial t} \text{ (déplacement)}$$

ou encore $\quad j$ total = j (induit) + j (capacitif)

Autrement dit le courant induit se compose du courant de conduction et du courant de déplacement réel des charges.

II. 2. 2 - Equations de transport des particules chargées

En présence de la diffusion, le flux des charges s'écrit vectoriellement :

$$\frac{j^{+}}{(e)} = n^{+} W^{+} - D^{+} . \operatorname{Grad} n^{+} \qquad \text{Eq. (II. 3)}$$

$$\frac{j^{-}}{-(e)} = n^{-} W^{-} - D^{-} \operatorname{Grad} n^{-} \qquad \text{Eq. (II. 4)}$$

(W^{+} et W^{-} sont de signes opposés).

La création ou la disparition de particules s'écrit :

$$\operatorname{div} \left(\frac{j^{+}}{e}\right) = n_o - \beta n^{+} n^{-} \qquad \text{Eq. (II. 5)}$$

$$\operatorname{div} \left(\frac{j^{-}}{-e}\right) = n_o - \beta n^{+} n^{-} \qquad \text{Eq. (II. 6)}$$

n_o étant la production des paires d'ions par cm^3 et par seconde ; $\beta n^{+} n^{-}$ étant le nombre de recombinaisons.

II. 2. 3 - Equations fondamentales

En tenant compte des équations (II. 1), (II. 3), (II. 4), (II. 5), (II. 6) dans le cas général :

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} = n_o - \beta n^+ n^- - \mathrm{div}\, n^+ w^+ + D^{+-} \nabla n^+ \qquad \text{Eq. (II.7)}$$

$$\frac{\partial n^-}{\partial t} = n_o - \beta n^+ n^- - \mathrm{div}\, n^- w^- + D^- \nabla n^- \qquad \text{Eq. (II.8)}$$

$$\mathrm{div}\, D = e\,(n^+ - n^-) \qquad \text{Eq. (II.2)}$$

II. 3 - Champ électrique dans les différentes géométries simples

La structure du champ électrique d'une chambre d'ionisation est un élément important du mécanisme de collection des charges. Ce n'est pas le seul puisque le champ magnétique intervient également dans les équations fondamentales ; en effet un champ magnétique perpendiculaire au champ électrique ferait dévier les lignes de courant.

- En géométrie plane :

$$E = \frac{V}{d}$$

E : champ électrique
V : tension appliquée
d : espacement des électrodes

- En géométrie cylindrique :

$$E = \frac{V}{r \log \frac{r_2}{r_1}} = \frac{C}{r}$$

r_1 et r_2 : rayons interne et externe des électrodes.

- En géométrie sphérique :

$$E = \frac{V}{r^2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)} = \frac{s}{r^2}$$

r_1 et r_2 : rayons interne et externe des électrodes.

A côté de ce champ interne bien défini suivant ces formules il y a une structure du champ plus compliquée due aux effets de bord qu'il est impossible de formuler simplement. D'autre part, pour les valeurs du champ électrique interne définies ci-dessus, on suppose que la charge d'espace à l'intérieur du volume est faible ou inexistante.

II. 4 - Calcul du courant induit par les charges libres

Au paragraphe II. 2. 1, il a été souligné que, dans le cas le plus général, le courant dû aux charges ne se composait pas uniquement du courant de conduction. Il fallait tenir compte également d'une partie du courant de déplacement $\frac{\partial D}{\partial t}$ puisque le champ D était lié aussi à ces charges libres.

L'évaluation du courant induit peut se faire simplement en explicitant la conservation de l'énergie :

D'après le théorème de Poynting, la perte d'énergie peut s'écrire :

$$- \frac{\partial W}{\partial t} = \iint_{(Vol)} \vec{P} \cdot d\vec{S} + \iiint_{Vol} \vec{J_c} E \cdot \vec{dv}$$

Cette perte dans le volume sensible est compensée par l'énergie instantanée active et réactive fournie par le générateur. En faisant l'égalité des termes actifs, il vient :

$$I(t)\,V(t) = \iiint_{Vol.} \vec{j_c} \cdot \vec{E} \cdot dv \qquad \text{Eq. (II. 9)}$$

E étant le champ électrique sans charge d'espace.

Par exemple, dans le cas d'une géométrie plane alimentée en continu et en régime statique, on obtient :

$$I_o = \frac{I}{V_o} \int_o^d j_c(X) \times E(X) S \,.\, dX \text{ avec } J_c(X) = n_o \,.\, d$$

Remarquons que dans ce cas, il est encore plus simple d'écrire :

$$I_o = j_c(X = d) \times S \text{ (sur face de l'électrode).}$$

Comme autre exemple, supposons le cas d'un compteur dans lequel se déplace entre les électrodes, un paquet de N charges de même signe. Les résultats seront faciles à étendre au cas de deux paquets de signe différent.

- Avec une géométrie plane

La densité des charges en X au temps t s'écrit :

$$Ne\,\delta\,[\,X - X(t)\ (t)\,]$$

Les N charges ayant été créées très localement (figure II.2).

D'où la densité de courant : $j_c(x\,,\,t) = Ne\delta\,[\,x - x(t)\,]\,W$,

avec $W = \mu\,\frac{V}{d}$: vitesse de transport constante

et $E = \frac{V}{-d}$: champ électrique

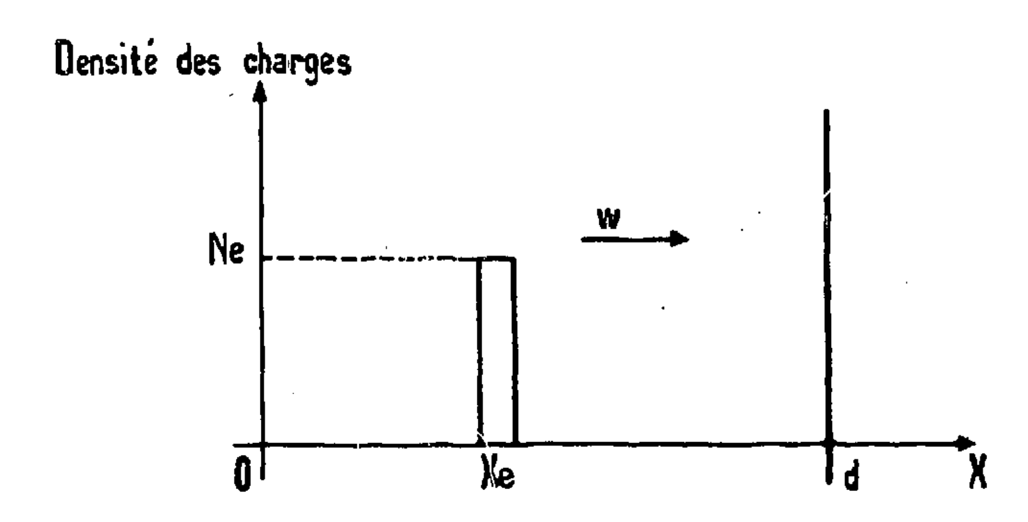


Figure II.2 - Représentation du paquet de N charges créées en x_o

Le courant s'écrit :

$$I(t) = \frac{1}{V}\int_o^d Ne\delta[x - x(t)]\,W\,E\,dx$$

d'où $I(t) = Ne\,\frac{W}{d}$

et $Q(t) = \int_o^t I(t)\,dt = N.e.\,\frac{X(t) - X_o}{d}$

Ce résultat peut également s'obtenir en appliquant le théorème de réciprocité ou identité de Gauss.

- Avec une géométrie cylindrique : électrodes de rayons a et b , b> a

$$E = \frac{c}{r} = \frac{V}{r \log b/a}$$

$$W = \mu E$$

N ions étant créés localement en $r = r_o$ en temps $t = o$, il est nécessaire de constater que la densité volumique des charges au cours du déplacement ne restera pas constante et suivra une loi de la forme

$$\frac{N \cdot e \cdot r_o}{r}$$

La densité de courant s'écrira donc :

$$\frac{N \cdot e \cdot r_o}{r} \delta \left[r - r(t) \right] W(r)$$

r (t) étant la position du paquet à l'instant t et défini par

$$\frac{dr}{dt} = W(r)$$

Le courant s'écrit donc :

$$I(t) = \frac{I}{V} \int_a^b \frac{N \cdot e \cdot r_o}{r} \delta \left[r - r(t) \right] W(r) \, E(r) \cdot r \, dr$$

d'où $$I(t) = \frac{N \cdot e \cdot r_o}{V} \times \left[W \cdot E \right]_{r(t)}$$

et $$Q(t) = \frac{N \cdot e \cdot r_o}{V} \int_{r_o}^{r(t)} \left[W \cdot E \right]_{r(t)} \left(\frac{dt}{dr} \right) dr$$

$$= \frac{N \cdot e \cdot r_o}{V} \int_{r_o}^{r(t)} E \, dr$$

$$Q(t) = \frac{N \cdot e \cdot r_o}{\log b/a} \left[\log r(t) - \log (r_o) \right]$$

formule souvent utilisée dans les compteurs proportionnels.

CHAPITRE III

FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES EN ALIMENTATION CONTINUE

III.1 - Influence de la recombinaison

Recombinaison en colonne et recombinaison en volume

Un flux de rayons ionisants traverse la matière en produisant un certain nombre de traces. Suivant le nombre de paires produites sur chaque trace et suivant la densité de ces traces, le mécanisme de la recombinaison pourra être de deux sortes. Si les traces sont espacées et fortement ionisées la recombinaison se fera de préférence entre charges d'une même trace : c'est la recombinaison en colonne. Dans le cas contraire, elle aura lieu n'importe où dans le volume sensible du détecteur.

La recombinaison en colonne qui intervient surtout lors du passage de rayons fortement ionisants (α et β) a été étudiée par JAFFE et ZANSTRA / 7 /. La loi obtenue est de la forme suivante :

$$\frac{i}{I_o} = \frac{1}{1 + \beta \, \frac{N_o}{8 \pi D} f(x)}$$

avec :

I_o : courant recueilli en saturation de chambre

i : courant de la chambre

β : facteur de recombinaison

N_o : densité linéique des charges

D : coefficient de diffusion

x : variable définie par $x = \left(\frac{b \, . \, W \, . \, \sin \phi \, . \, E}{2 D}\right)^2$

et $f(x) = e^{x} \, \frac{i \pi}{2} \, . \, H_o^{(1)} (ix)$

Lorsqu'il s'agit d'un flux de rayonnement gamma, c'est la recombinaison en volume qui intervient. Cette forme de recombinaison a lieu fréquemment en pratique et elle sera étudiée en détail dans ce qui suit.

Etant donné une chambre d'ionisation soumise à un flux gamma, la solution mathématique exacte du système d'équations fondamentales permettant d'obtenir la valeur du courant recueilli n'est possible que dans quelques cas simples. De nombreux auteurs ont abordé ce problème par différentes méthodes d'approximation notamment MIE / 8 / et SEELIGER / 9 /. SEEMANN / 10 / releva expérimentalement les courbes de saturation dans le cas de deux électrodes planes dans l'air à la pression normale et constata une bonne similitude avec les résolutions numériques de MIE.

D'autres solutions approchées ont été proposées négligeant l'influence de la charge d'espace et de la diffusion. Ainsi TOWNSEND / 11 /, supposant que les charges se déplacent à vitesse constante entre les plateaux, écrit :

$$\left[\begin{array}{l} n_o = \beta n^+ n^- + \frac{d}{dx} n^+ w^+ \\ j = e n^+ w^+ + e n^- w^- \end{array}\right.$$

où n_o et j sont constants dans l'espace interélectrode.

En résolvant ce système TOWNSEND trouve l'expression :

$$\left(\frac{4 n_o e^2 w^+ w^-}{\beta j^2} - 1\right)^{1/2} . \text{tang} \left[\frac{\beta d j}{4 e w^+ w^-} \left(\frac{4 n_o e^2 w^+ w^-}{\beta j^2} - 1\right)^{1/2}\right] = 1$$

Expression d'après laquelle il n'est pas facile d'expliciter la valeur de J . TOWNSEND propose cependant une solution sous forme paramétrique. Le calcul de cette expression est précisé au Chapitre VI (5).

Une autre solution approximative aboutissant à une expression du courant beaucoup plus commode d'emploi a été proposée par J. W. BOAG et T. WILSON / 12 /. Malgré le grand intérêt pratique qu'offre leur étude de la saturation en continu, celle-ci semble peu connue dans la littérature classique sur les chambres d'ionisations. Le calcul effectué par BOAG et WILSON suppose une chambre à électrodes planes parallèles et aboutit à l'expression suivante :

$$\frac{i}{I_o} = \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{2}{3} \frac{\beta n_o d^4}{\mu^+ . \mu^- . V^2}\right]^{1/2}}$$

Dans le but d'expliquer l'allure de nombreuses courbes expérimentales du courant en fonction de la tension relevées au cours de ce travail, il nous apparut nécessaire de rechercher une expression théorique simple du courant collecté et la méthode de calcul qui fut retenue est absolument identique à celle de Boag. Elle a été appliquée au cas d'une géométrie cylindrique / 13 /. Cette géométrie se rencontre dans la majorité des chambres utilisées couramment. Le calcul est explicité ci-dessous :

Dans le cas d'une chambre d'ionisation de géométrie cylindrique de rayons r_1 et r_2 avec $r_2 > r_1$ et alimentée sous une tension V_o, le champ électrique E, en absence de charge d'espace, a la valeur :

$$E = \frac{V_o}{r \cdot (L\, r_2/r_1)} = \frac{C}{r}$$

L'équation de transport des charges s'écrit :

$$\mathrm{div}\,(n^+ \mu^+ E) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (n^+ \mu^+ r E) = n_o - \beta n^+ n^-$$

Dans le cas du régime saturé c'est-à-dire où $\beta . n^+ n^- \neq 0$

L'équation précédente donne après résolution :

$$n^+ = \frac{n_o (r^2 - r_1^2)}{2 \mu^+ r E}$$

De même pour les charges négatives :

$$n^- = \frac{n_o (r^2 - r_2^2)}{2 \mu^- r E}$$

En supposant évidemment que :

$$n^+ (r_1) = n^- (r_2) = 0$$

Le courant collecté en r_1 s'écrit $I_o = j_o S$, soit, pour une longueur ℓ

$$I_o = 2 \pi r_1 \ell e (n^- \mu^- E) r_1 = + \pi e \ell n_o (r_2^2 - r_1^2)$$

Mais en réalité, il y a un certain taux de recombinaison qui, en supposant la même configuration de la densité des charges, s'exprime comme suit :

$$\frac{d n^+}{dt} = \frac{d n^-}{dt} = \beta n^+ n^- = \frac{\beta n_o^2}{4 \mu^+ \mu^- (r E)^2} \left[(r^2 - a^2)^2 - d^4 \right]$$

avec $a^2 = (r_2^2 + r_1^2)/2$ et $d^2 = (r_2^2 - r_1^2)/2$.

Il apparaît un maximum de recombinaison pour $r = a$. La configuration de la densité des charges dans l'espace interelectrode subit en fait des distorsions dues à la recombinaison non uniforme dans l'espace et il ne semble pas possible de conserver cette expression. Mais si l'on s'intéresse au résultat global et non à la valeur exacte de la densité des charges, les calculs sont simplifiés en posant à priori qu'avec recombinaison (figure III.1) :

$$n^+ = K \frac{n_o (r^2 - r_1^2)}{2 \mu^+ r E}$$

$$n^- = K \frac{n_o (r^2 - r_2^2)}{2 \mu^- r E}$$

K étant une constante inférieure à l'unité, ce qui revient à rendre uniforme l'effet de la recombinaison.

L'équations de transport des charges s'écrit :

$$K n_o = n_o - K^2 \frac{\beta n_o^2}{4 \mu^+ \mu^- (r E)^2} \left[(r^2 - a^2)^2 - d^4 \right]$$

Et en prenant la valeur moyenne spatiale de chaque tenue : $(r E) = c =$ constante.

$$1 - K - K^2 \frac{n_o \beta d^4}{6 \mu^+ \mu^- (r E)^2} = 0$$

En résolvant :

$$K = \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{2}{3} \frac{\beta n_o d^4}{\mu^+ \mu^- (r E)^2} \right]^{1/2}}$$

Que ce soit avec une géométrie plane ou cylindrique l'expression littérale du courant est identique. Dans l'un et l'autre cas, la structure de la densité des charges a l'allure suivante (figure III.1).

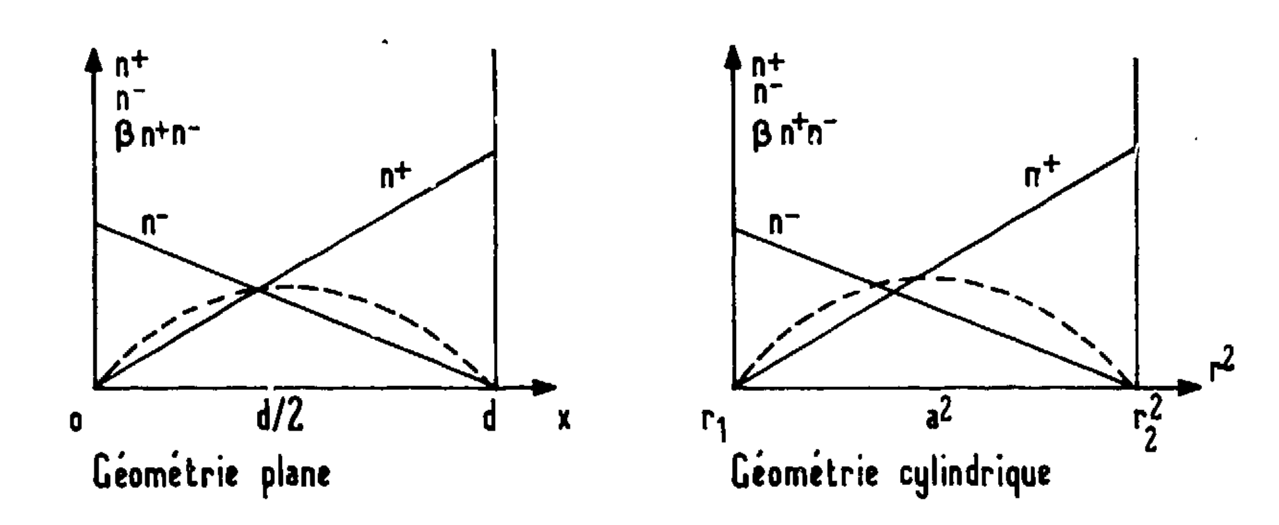


Figure III.1 - Configuration des densités dans l'espace interélectrode

A la différence de TOWNSEND qui supposait dans son calcul une vitesse de déplacement des charges constante, cette dernière méthode admet une répartition identique de la densité des charges avec ou sans recombinaison. L'expression finale de K est comparée avec celle de TOWNSEND dans le Chapitre VI. On constate qu'il y a très peu de différence.

III.2 - Essai de calcul du courant collecté en présence de la recombinaison, de la diffusion et de l'attachement

III.2.1 - Hypothèses

L'influence de la charge d'espace sera supposée négligeable et vérifiée comme tel a postériori.

Le calcul sera effectué dans le cas le plus courant d'une chambre à géométrie cylindrique de rayons r_1 et r_2, $r_2 > r_1$.

Les coefficients de recombinaison et de diffusion dépendent de la nature du gaz et des charges en présence, le phénomène d'attachement complique sérieusement les équations s'il est traité rigoureusement car il introduit un terme source d'ions négatifs et d'électrons dépendant de l'espace. Le problème sera simplifié en prenant un coefficient d'attachement moyen α' supposé constant dans tout l'espace (limitation au premier terme d'un développement).

Dans le paragraphe II.1.2 il a été calculé un taux d'attachement égal à $(1 - e^{-\frac{x - x_o}{\ell_o}})$ mais pour une chambre de géométrie plane il faudrait sommer sur les valeurs de x_o variant de

o à x. La supposition α constant sera vraie seulement dans les deux cas extrêmes où ℓ_o est largement inférieur ou supérieur à la distance interélectrode ($\alpha \sim 0$ ou 1).

III. 2. 2 - Equations du système et choix de la variable

Les équations essentielles sont les suivantes :

(1) $\mathrm{div}\, E = e\,(n^+ - n^-)$

(2) $\mathrm{div}\, n^+ w^+ = n_o + D^+ . \Delta\, n^+ - \beta_i\, n^+ n_i^- - \beta_e\, n^+ n_e^-$

(3) $\mathrm{div}\,(n_i^- w_i^- + n_e^- w_e^-) = n_o + D_e^- . \Delta\, n_e^- + D_i^- . \Delta\, n_i^- - \beta_i\, n^+ n_i^- - \beta_e\, n^+ n_e^-$

(4) $n_i^- = - \dfrac{\alpha}{1 - \alpha}\, n_e^- . \dfrac{W_e^-}{W_i^-}$

les symboles représentent :

E = le champ électrique interne

e = la charge de l'électron

n^+, n_i^-, n_e^-	: densité des charges positives, ions négatifs et électrons
w^+, w_i^-, w_e^-	: vitesse de transport des charges positives, ions négatifs et électrons
D^+, D_i^-, D_e^-	: coefficient de diffusion des charges positives, ions négatifs et électrons
βi , βe	: coefficient de recombinaison ions positif - ion négatif et ion positif - électron
α	: coefficient d'attachement moyen
n_o	: nombre de paires d'ions produits par le flux par cm^3 et par seconde.

Les inconnues sont au nombre de quatre : n^+, n_i^-, n_e^- et E.

La connaissance des trois premières permet de calculer la valeur du courant collecté et celle du champ électrique due à la charge d'espace. En toute rigueur les quatre équations ci-dessus sont dépendantes mais la supposition faite plus haut sur le champ électrique non influencé par la charge d'espace (soit $E \neq \dfrac{V_o}{r\, L\, \dfrac{r_2}{r_1}}$) permet de réduire le système aux trois dernières équations.

Et celles-ci peuvent se condenser seulement en deux :

(2) $\mathrm{div}\, n^+ w^+ = n_o + D^+ . \Delta\, n^+ - \beta_i\, n^+ . n_i^- \left(1 + \dfrac{\beta e}{\beta i}\; \dfrac{1 - \alpha}{\alpha}\; \dfrac{W_i^-}{W_e^-}\right)$

$$(3) \qquad \operatorname{div} (n_i^- w_i^- \frac{1}{\alpha}) = n_o + D_i^- \Delta n_i^- (1 + \frac{D_e^-}{D_i^-} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{W_i^-}{W_e^-}) - \beta_i n^+ n_i^- (I + \frac{\beta e}{\beta i} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{W_i^-}{W_e^-})$$

D'une façon générale il peut être démontré que la densité des charges est une fonction linéaire du volume sensible, aux termes correctifs près, c'est-à-dire que :

- pour une géométrie plane $n^+ , n^- \sim x$
- pour une géométrie cylindrique $n^+ , n^- \sim r^2$
- pour une géométrie sphérique $n^+ , n^- \sim r^3$

Dans le cas présent la variable utilisée sera, en vue de simplifier, proportionnelle à r^2 . Ses limites seront choisies égales à - 1 et + 1, soit cette variable :

$$x^2 = \frac{r^2 - a^2}{d^2} \qquad \text{avec} \qquad a^2 = \frac{r_2^2 + r_1^2}{2} \qquad d^2 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2}$$

L'idée directrice du calcul qui suit est de considérer la densité des charges sous la forme d'un polynome en x et de calculer les coefficients de chaque terme. Seuls les premiers termes offrent d'ailleurs un intérêt pratique.

III. 2. 3 - Calcul de la densité des charges

Il est intéressant de poser :

$$f^+ = n^+ r w^+ = K_o + K_1 x + K_2 x^2 + K_3 r^3 + K_4 x^4 + K_5 x^5 \dots$$

$$f^- = n_i^- r w_i^- = L_o + L_1 x + L_2 x^2 + L_3 x^3 + L_4 x^4 + L_5 x^5 \dots$$

$$r E = C + \gamma_o + \gamma_1 x + \gamma_2 x^2 + \gamma_3 x^3 + \dots$$

D'après l'hypothèse formulée précédemment $r E \# C$ c'est-à-dire $C \gg \gamma_o, \gamma_1, \gamma_2 \dots$

L'équation (2) s'écrit :

$$(2) \qquad \operatorname{div} (n^+ w^+) = \frac{2}{d^2} \frac{d}{dx^2} (n^+ r w^+) = n_o + D^+ \Delta n^+ - \beta_i n^+ n_i^- (1 + \frac{\beta e}{\beta i} \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{W_i^-}{W_e^-})$$

Pour simplifier l'écriture la valeur de α sera prise égale à 1. Le cas général se retrouvera facilement en multipliant les coefficients β_i et D_i^- par leurs termes correctifs.

L'équation (2) devient :

$$(2) \qquad \frac{2}{d^2}\frac{d}{dx^2}(f^+) = n_o - \beta_i \frac{f^+ f^-}{r^2 w^+ w_i^-} + \frac{4 D^+}{d^2}\frac{d}{dx^2}\left(\frac{f^+}{rw^+}\right) + \frac{4 D^+}{d^4}\overline{(d^2 x^2 + a^2)\frac{d}{dx^2}}\frac{d}{dx^2}\left(\frac{f^+}{rw^+}\right)$$

Le terme rw^+ s'écrit encore : $r\mu^+ E = \mu^+ (r E) = \mu^+ C$

De la même façon : $r W_i^- = - \mu_i^- C$. Ces deux termes sont donc constants, sachant que :

μ^+ , μ_i^- , μ_e^- = mobilités des ions positifs, ions négatifs et électrons.

Après développement de chaque terme de l'équation (2) en tenant compte des termes constants $r w^+$ et $r w_i^-$ et après regroupement il vient :

$$0 = \frac{1}{x^3}\left(\frac{- K_1 D^+ a^2}{d^4 r w^+}\right) + \frac{1}{x}\left(\frac{K_1 D^+}{d^2 r w^+} + \frac{3 K_3 D^+ a^2}{d^4 r w^+} - \frac{K_1}{d^2}\right) +$$

$$\left(n_o - \frac{2 K_2}{d^2} - \frac{\beta_i K_o L_o}{r^2 w^+ w_i^-} + \frac{4 K_2 D^+}{d^2 r w^+} + \frac{8 D^+ a^2 K_4}{d^4 r w^+}\right) +$$

$$x\left(\frac{6 D^+ K_3}{d^2 r w^+} + \frac{15 D^+ a^2 K_5}{d^4 r w^+} + \frac{3 D^+ K_3}{d^2 r w^+} - \frac{\beta_i (K_o L_1 + L_o K_1)}{r^2 w^+ w_i^-} - \frac{3 K_3}{d^2}\right) +$$

$$x^2\left(\frac{- 4 K_4}{d^2} - \frac{\beta_i (K_o L_2 + L_o K_2 + K_1 L_1)}{r^2 w^+ w^-} + \frac{16 D^+ K_4}{d^2 r w^+} + \ldots\ldots\right) +$$

$$x^3\left(\frac{- 5 K_5}{d^2} - \frac{\beta_i (K_1 L_2 + L_1 K_2 + L_o K_3 + K_o L_3)}{r^2 w^+ w^-} + \frac{25 D^+ K_5}{d^2 r w^+} + \ldots\ldots\right) +$$

Il est nécessaire que $K_1 = 0$, ce qui entraîne $K_3 = 0$ et ainsi de suite : tous les termes impairs sont nécessairement nuls. De façon identique, les termes L_1, L_3, L_5 ... sont nuls et après développement de l'équation (3) il reste :

(5) $$n_o - \frac{2\,K_2}{d^2} - \beta_i \frac{K_o\,L_o}{r^2\,w^+\,w_i^-} + \frac{4\,D^+\,K_2}{d^2\,r\,w^+} + \frac{8\,D^+\,a^2\,K_4}{d^4\,r\,w^+} = 0$$

(6) $$n_o - \frac{2\,L_2}{d^2\,\alpha} - \beta_i \frac{K_o\,L_o}{r^2\,w^+\,w_i^-} + \frac{4\,D_i^-\,L_2}{d^2\,r\,w_i^-} + \frac{8\,D_i^-\,a^2\,L_4}{d^4\,r\,w_i^-} = 0$$

(7) $$- \frac{4\,K_4}{d^2} - \beta_i \frac{(K_o\,L_2 + L_o\,K_2)}{r^2\,w^+\,w_i^-} + \frac{16\,D^+\,K_4}{d^2\,r\,w^+} + \dots = 0$$

(8) $$- \frac{4\,L_4}{\alpha\,d^2} - \beta_i \frac{K_o\,L_2 + L_o\,K_2}{r^2\,w^+\,w_i^-} + \frac{16\,D_i^-\,L_4}{d^2\,r\,w_i^-} + \dots = 0$$

Dans la suite de ce calcul, seuls les six premiers coefficients non nuls seront déterminés : K_o , K_2 , K_4 , L_o , L_2 , L_4 . Les autres, n'offrant que peu d'intérêt pratique seront supposés de valeur négligeable.

D'autre part, on suppose :

$$K_4 \ll K_2 \quad \text{et} \quad K_o$$

$$L_4 \ll L_2 \quad \text{et} \quad L_o$$

Il manque deux autres équations pour résoudre le système. Elles seront données par les conditions aux limites suivantes :

- Densité du courant des ions positifs nuls en $r = r_1$

$$(n^+\,w^+)_{r = r_1} = \left(\frac{f^+}{r}\right)_{x^2 = -1} = 0$$

Soit :

(9) $$K_o - K_2 + K_4 = 0$$

- Densité du courant des ions négatifs égale, en $r = r_2$, à la densité du courant d'électrons associés injectés dans la chambre, par la présence de la paroi (valeur de $k\,n_o$ faible malgré tout).

$$(n^-\,w^-)_{r = r_2} = \left(\frac{f^-}{\alpha\,r}\right)_{r = r_2} = -\,k\,n_o \quad (w^- \text{ est négatif})$$

c'est-à-dire : $\frac{1}{\alpha\, r_2}\,(L_o + L_2 + L_4) = - k\, n_o$

soit :

(10) $$\frac{L_o + L_2 + L_4}{\alpha} = - k\, n_o\, r_2$$

(Ceci dans le cas général car $\alpha = 1$ pour ce calcul)

soit d'autre part :

$$B = - \frac{\beta_i\, d^2}{r^2\, w^+\, w_i^-}\left(1 - \frac{\beta_e}{\beta_i}\;\frac{1-\alpha}{\alpha}\;\frac{W_i^-}{W_e^-}\right)$$

$$s^+ = \frac{2\,D^+}{r\,W^+} = \frac{2\,D^+}{c\,\mu^+}$$

$$s^- = \frac{2\,D_i^-}{r\,w_i^-}\left(1 + \frac{D_e^-}{D_i^-}\;\frac{1-\alpha}{\alpha}\;\frac{W_i^-}{W_e^-}\right)$$

Le rapport $\frac{D}{\mu}$ vaut : $\frac{D}{\mu} = \frac{\varepsilon k\, T}{e} = \varepsilon \,.\, 2,5.10^{-2}$ Volt à la température normale et $\varepsilon = 1$ pour les ions, $\varepsilon \gg 1$ pour les électrons ; s^- est négatif car $w_i^- = - \mu_i^- E \ldots$

Tout ceci étant posé, il vient :

- des équations (7) et (8) :

$$\frac{K_4}{L_4} \# \frac{1 - 2\,s^-}{1 - 2\,s^+}$$

- en soustrayant (6) de (5)

$$L_2 \cdot (1 - s^-) = K_2\,(1 - s^+) - \frac{2\,a^2}{d^2}\,s^+ K_4\left(1 - \frac{s^-}{s^+}\;\frac{1 - 2\,s^+}{1 - 2\,s^-}\right)$$

soit : $$L_2\,(1 - s^-) \# K_2\,(1 - s^+)$$

- des équations (9) et (10) :

$$K_o \# K_2$$

$$L_o \# - L_2 - k\, n_o\, r_2.$$

Finalement l'équation (5) s'écrit en négligeant le terme en K_4 :

$$n_o - \frac{2K_2}{d^2}\left(1 - s^+ + \frac{B k n_o r_2}{2}\right) - K_2^2 \frac{B}{d^2} \frac{1 - s^+}{1 - s^-} = 0$$

d'où la seule racine acceptable physiquement :

$$K_2 \# \frac{n_o d^2}{2\left(1 - s^+ + \frac{B k n_o r_2}{2}\right)} \times \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{n_o B d^2}{\left(1 - s^+ + \frac{B k n_o r_2}{2}\right)^2} \frac{1 - s^+}{1 - s^-}\right]^{1/2}}$$

L'équation (7) donne la valeur approximative de K_4

$$K_4 \# - \frac{B k n_o r_2}{4} K_2 \times \frac{1}{(1 - 2s^+) + \frac{B K_2}{4}\left(\frac{1 - s^+}{1 - s^-} + \frac{1 - 2s^+}{1 - 2s^-}\right)}$$

III. 2. 4 - Courant collecté - Influence de la température et de la pression

En régime statique et pour une longueur ℓ du détecteur, le courant collecté sur l'électrode interne r_1 se compose uniquement du courant de conduction.

$$I = (j^+ + j^-)_{r = r_1} \times 2\pi r_1 \ell$$

$$I = 2\pi e r_1 \ell \times \left(D_i^- \operatorname{grad} n_i^- - D^+ \operatorname{grad} n^+ - n_i^- w_i^-\right)_{r = r_1}$$

Soit, après développement :

$$I \# 4\pi e \ell \, K_2 \frac{1 - s^+}{1 - s^-} + 2\pi e \ell k n_o r_2 + 2\pi e \ell \frac{r_1^2}{d^2} K_2 \left(s^- \frac{1 - s^+}{1 - s^-} - s^+\right)$$

$I \#$ i (transport) + i (électrons associés) + i (diffusion)

Le premier terme, appelé courant de transport, est prépondérant au voisinage de la saturation.

$$I \# 4\pi e \ell K_2 \frac{1 - s^+}{1 - s^-}$$

Le courant de saturation s'écrit $I_o = 2\pi e \ell n_o d^2$.

D'où connaissant la valeur de K_2, le courant collecté I s'écrit, lorsque $\alpha = 1$:

$$I = \frac{I_o}{(1 - s^+ + \frac{B k n_o r_2}{2}) \cdot \frac{1 - s^-}{1 - s^+}} \times \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{\delta I_o}{V^2 (1 - s^+ + \frac{B k n_o r_2}{2})^2} \frac{1 - s^+}{1 - s^-} \right]^{1/2}}$$

avec $\delta = \frac{\beta_i d^2 L^2 (r_2/r_1)}{2\pi e \ell \mu^+ . \mu_i^-}$

δ est appelé : coefficient critique de la recombinaison volumique d'une chambre d'ionisation.

- Analyse du terme prépondérant :

Lorsque la tension est suffisamment élevée, le courant saturé s'écrit :

$$I \# \frac{I_o}{(1 - s^+ + \frac{B k n_o r_2}{2}) \frac{1 - s^-}{1 - s^+}}$$

Si le terme $\frac{B k n_o r_2}{2}$ est négligé $I \# I_o (I + s^-)$

c'est-à-dire : $I \# I_o (1 - \frac{\varepsilon \times 5.10^{-2} L (r_2/r_1)}{V})$

Le courant I tend vers la valeur I_o lorsque la tension V augmente mais cet effet dû à la diffusion est faible surtout pour les ions négatifs.

En conséquence, lorsque la tension V n'est pas trop faible, le courant s'écrit :

$$I \# \frac{2 I_o}{1 + \left[1 + \frac{\delta I_o}{V^2} \right]^{1/2}}$$

La transition entre la zone de saturation et la zone de recombinaison a lieu lorsque $\frac{\delta I_o}{V^2} \sim 1$. Par définition, la transition est définie par :

$$\frac{\delta I_o}{V^2} = 1 \text{ c'est-à-dire lorsque } \frac{I}{I_o} = 0,83.$$

Lorsque le coefficient d'attachement α est différent de l'unité, c'est-à-dire dans le cas général, le calcul amène un terme correctif supplémentaire pour δ :

$$\delta = \frac{\beta i\, d^2 L^2 (\frac{r_2}{r_1})}{2 \pi e \ell \mu^+ \mu_i^-} \left[\alpha + (1 - \alpha) \frac{\beta e}{\beta i} \frac{\mu i^-}{\mu e^-} \right]$$

or $\frac{\beta e}{\beta i} \frac{\mu i^-}{\mu e^-} \sim 10^{-7}$ à 10^{-8} ce qui signifie qu'en pratique seul le terme α intervient, soit :

$$\delta = \frac{\beta i\, d^2 L^2 (\frac{r_e}{r_i})}{2 \pi e \ell \mu^+ \mu_i^-} . \alpha$$

Il ne faut pas oublier cependant que si $\alpha = 0$, les porteurs négatifs sont des électrons et notre hypothèse de calcul $W^- = - \mu^- E$ n'est plus vérifiée. Une correction approximative consiste à prendre une valeur de μ^- dépendante du champ électrique E :

$$W^- = -\mu^- E = - \mu' (E)^{1/2}$$

d'où $\mu^- \sim \mu' E^{-1/2}$, μ' étant une constante.

L'expression du terme $(\frac{\delta I_o}{V^2})$ est alors différente de la précédente et devient :

$$\frac{\delta I_o}{V^2} \sim \frac{\beta i\, d^2 L^{3/2} (\frac{r_2}{r_1}) . I_o}{12 \pi e l \mu^+ \mu' r_o^{1/2} V_o^{3/2}}$$

Ce résultat rejoint celui de J. SHARPE / 3 /.

Lorsque la tension V est faible :

le terme $\frac{\delta I_o}{V^2} \gg 1$ et le courant I collecté s'écrit :

$$I = \frac{2 I_o^{1/2} V}{\delta^{1/2}} \left(\frac{I - s^+}{I - s^-}\right)^{1/2} + I_o \frac{k r_2}{d^2} + \frac{I_o^{1/2} V r_1^2}{\delta^{1/2} d^2} \left(\frac{I - s^-}{I - s^+}\right)^{1/2} \left(s^- . \frac{I - s^+}{I - s^-} - s^+\right)$$

il faut alors tenir compte des autres courants.

- Influence de la température et de la pression

Le paramètre δ est le plus important et sera seul étudié.

En fonction de la pression $p : \delta \sim p^3$.

En fonction de la température et à basse pression :

$\beta \sim T^{-5/2}$ mais peut être très différent suivant la pression et la nature du gaz

d'où $\delta \sim T^{-3/2}$ mais varie jusqu'à $T^{5/2}$ pour des pressions très élevées.

III. 2. 5 - Evaluation du champ électrique interne en présence des charges dues à l'ionisation

L'équation (1) ci-dessus donne :

(1) $$\mathrm{div}\ E = e\,(n^+ - n^-)$$

soit $$\frac{2}{e \cdot d^2} \times \frac{d}{d x^2} (r\,E) = (n^+ - n^-) = \frac{f^+}{r\,w^+} - \frac{f^-}{r\,w_i^-} \quad \text{si } \alpha = 1$$

ce qui s'écrit sachant que : $r\,w^+ = \mu^+ r\,E$ et $r\,w_i^- = - \mu_i^- r\,E$

$$\frac{2\,(r\,E)}{e \cdot d^2} \frac{d}{dx^2} (rE) = \frac{f^+}{\mu +} + \frac{f^-}{\mu_i^-}$$

$$\frac{1}{e \cdot d^2} (r\,E)^2 \# \text{constante} + \left(\frac{K_o}{\mu^+} + \frac{L_o}{\mu_i^-}\right) x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{K_2}{\mu^+} + \frac{L_2}{\mu_i^-}\right) x^4 + \ldots.$$

Dans la suite μ_i^- sera remplacé par μ^- qui sera susceptible de prendre les valeurs de la mobilité des électrons ou de celle des ions négatifs. Il s'agit d'une généralisation osée qui donnera cependant un ordre de grandeur.

$$\frac{1}{d^2\,e} (r\,E)^2 \# \text{constante} + \frac{K_2}{\mu +} \left(1 - \frac{\mu^+}{\mu^-}\right) x^2 + \frac{1}{2} \frac{K_2}{\mu +} \left(1 + \frac{\mu^+}{\mu^-}\right) x^4 + \ldots..$$

La variation de $\frac{(r\,E)^2}{d^2\,e}$ en fonction de x^2 est représentée sur la figure III. 2 entre les limites physiques de - 1 à + 1. La condition suivante détermine la valeur de la constante introduite dans l'équation ci-dessus :

$$\int_{r_1}^{r_2} E\,dr = V = \text{potentiel interélectrode}$$

soit encore :

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{(r\,E)}{2\,r^2}\,d\,r^2 = \int_{-1}^{+1} \frac{(r\,E)}{x^2 + \frac{a^2}{d^2}}\,x\,dx = V$$

(r E) peut donc s'exprimer à l'aide de polynômes de Legendre (orthogonalité entre - 1 et + 1).

Précédemment, il a été posé :

$$(r\,E) = c + \gamma_o + \gamma_1\,x + \gamma_2\,x^2 + \ldots\ldots$$

Le calcul des valeurs de γ_o, γ_1, γ_2, etc... est long et délicat, on constatera simplement que le terme γ_o dépend des autres termes γ_1, γ_2, ... et qu'il est d'un ordre de grandeur peu différent.

La distorsion relative du champ électrique en présence d'une charge d'espace peut se mesurer par l'écart maximum Δ E de ce champ par rapport à sa valeur quasi normale : $C + \gamma_o \sim C$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta (r\,E)}{r\,E} \sim \frac{\gamma 1}{c} \sim \frac{\Delta (r\,E)^2}{2\,(r\,E)^2}$$

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{K_2}{\mu +} \quad \frac{d^2 e}{2\,c^2} = \frac{I_o\,d^2}{8\,\pi\,\ell \mu^+\,C^2}$$

Ainsi pour une chambre BK 32 avec V = 100 V. $I_o = 10^{-6}$ A soit environ 3 000 R/h.

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-8}$$

En général, dans une chambre d'ionisation, la charge d'espace n'a qu'une influence négligeable sur le champ électrique ce qui justifie, a postériori, les hyposthèses précédentes sur cette méthode de calcul.

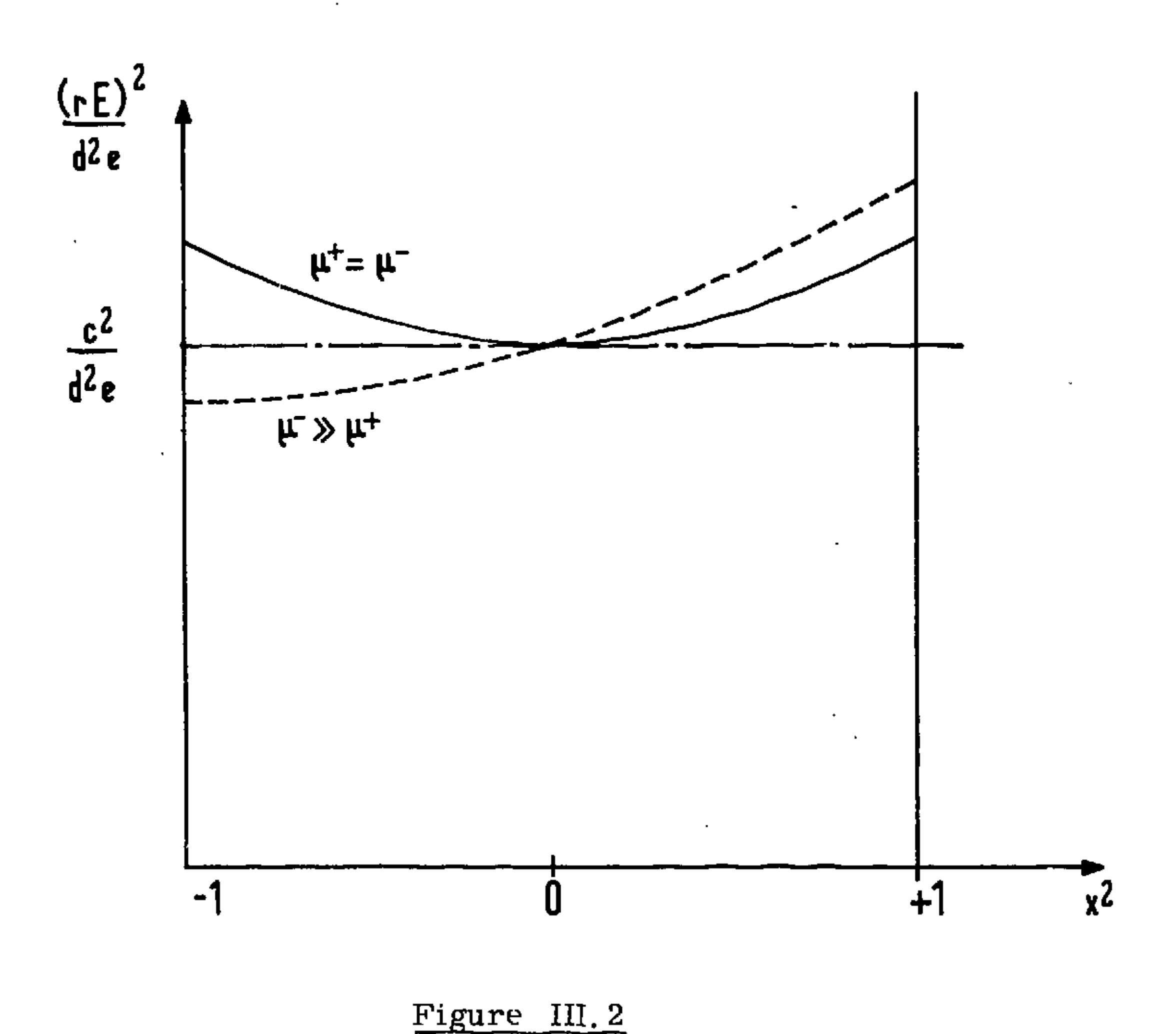


Figure III. 2

III. 3 - Formule générale du courant collecté en fonction du flux pour différentes géométries

Dans le cas général, le courant I se compose de deux termes et peut s'écrire quel que soit la géométrie :

$$I \# \frac{2\, I_o}{1 + \left[1 + \frac{\delta\, I_o}{V^2}\right]^{1/2}} + i_p$$

ou

$$I \# \frac{2\, I_o}{1 + \left[1 + \frac{\delta\, I_o}{(V - a_o)^2}\right]^{1/2}}$$

I_o : courant de saturation proportionnel au flux Φ

$ip \leqslant I_o$: appelé courant parasite

a_o : tension parasite

δ : coefficient critique de la recombinaison volumique d'une chambre.

Seul, le terme δ dépend de la géométrie :

- Géométrie plane

$$\delta = \frac{\beta_i \, d^3}{e\, S_o\, \mu^+ \mu_i^-} \left[\alpha + (1-\alpha) \frac{\beta_e \, \mu_i^-}{\beta_i \, \mu_e^-} \right]$$

d : distance interléectrode

S_o : surface de l'électrode

- Géométrie cylindrique

$$\delta = \frac{\beta_i \, d^2 \, \mathrm{Log}^2 \left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi e \, l \, \mu^+ \, \mu_i^-} \left[\alpha + (1-\alpha) \frac{\beta_e \, \mu_i^-}{\beta_i \, \mu_e^-} \right]$$

r_1, r_2 : rayons ; $r_2 > r_1$

$d^2 = \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{2}\right)$

l : longueur de l'électrode

- Géométrie sphérique

$$\delta = \frac{\beta_i \, d^3 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)^2}{\frac{8}{3}\pi e \, \mu^+ \, \mu_i^-} \left[\alpha + (1-\alpha) \frac{\beta_e \, \mu_i^-}{\beta_i \, \mu_e^-} \right]$$

r_1, r_2 : rayons ; $r_2 > r_1$

$d^3 = \frac{r_2^3 - r_1^3}{2}$

δ a la dimension de $V^2 \, A^{-1}$ ou bien $Cb.S.m^{-2}$.

La Planche III.1 représente un réseau de courbes de saturation I en fonction de V , avec ou sans tension parasite a_o, pour différentes valeurs du flux Φ ($I_o \sim \Phi$).

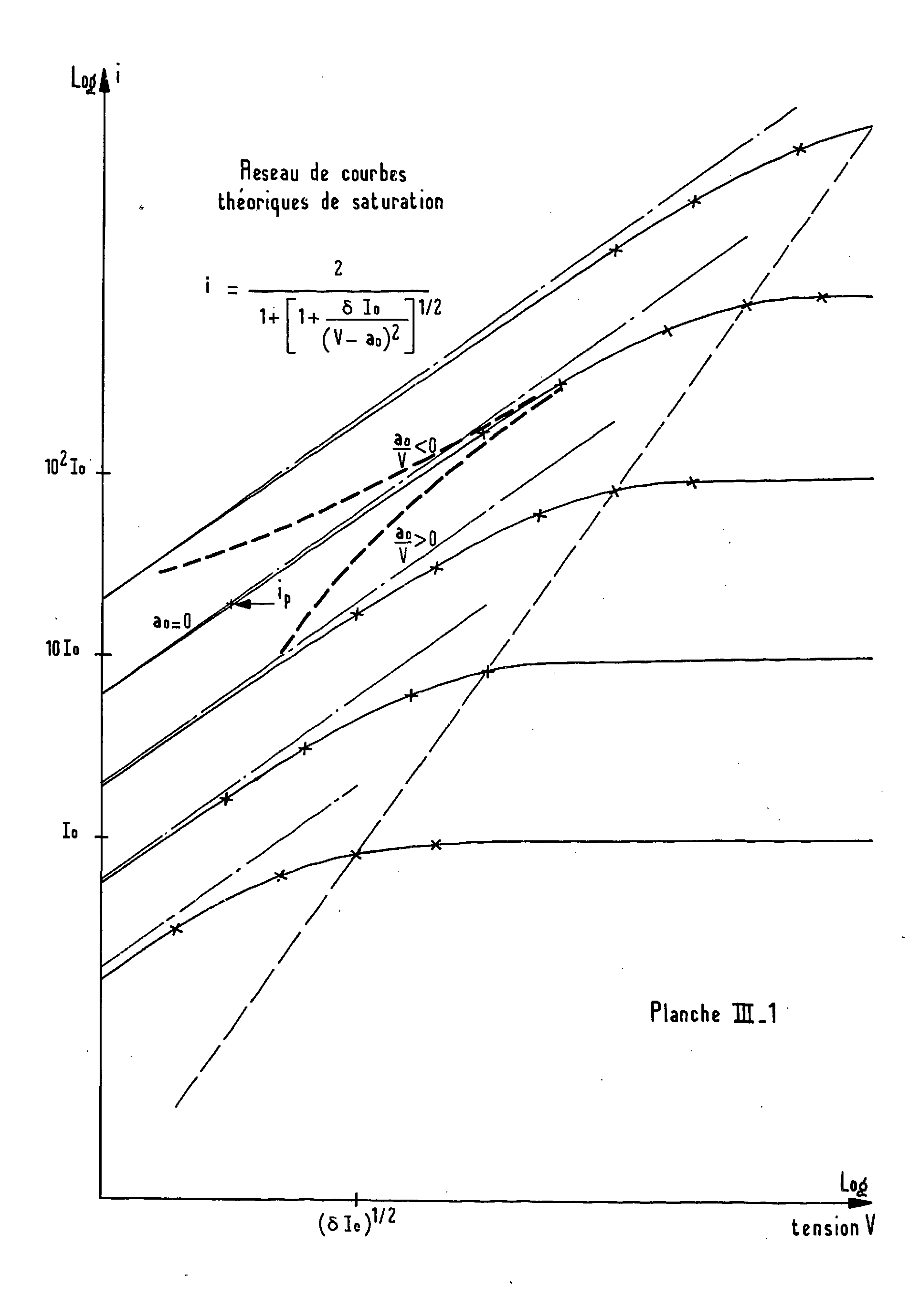
La Planche III.2 représente un réseau de courbes de réponse en fonction de I_o (ou Φ) pour différentes tensions d'alimentation. On remarque que pour des flux relativement faibles la réponse est linéaire alors que pour des flux très élevés les courbes tendent vers $\Phi^{1/2}$

Les deux formules données ci-dessus pour le courant collecté sont équivalentes en pratique parce que le courant parasite i_p est supposé très petit devant I_o. En effet pour de faibles tensions :

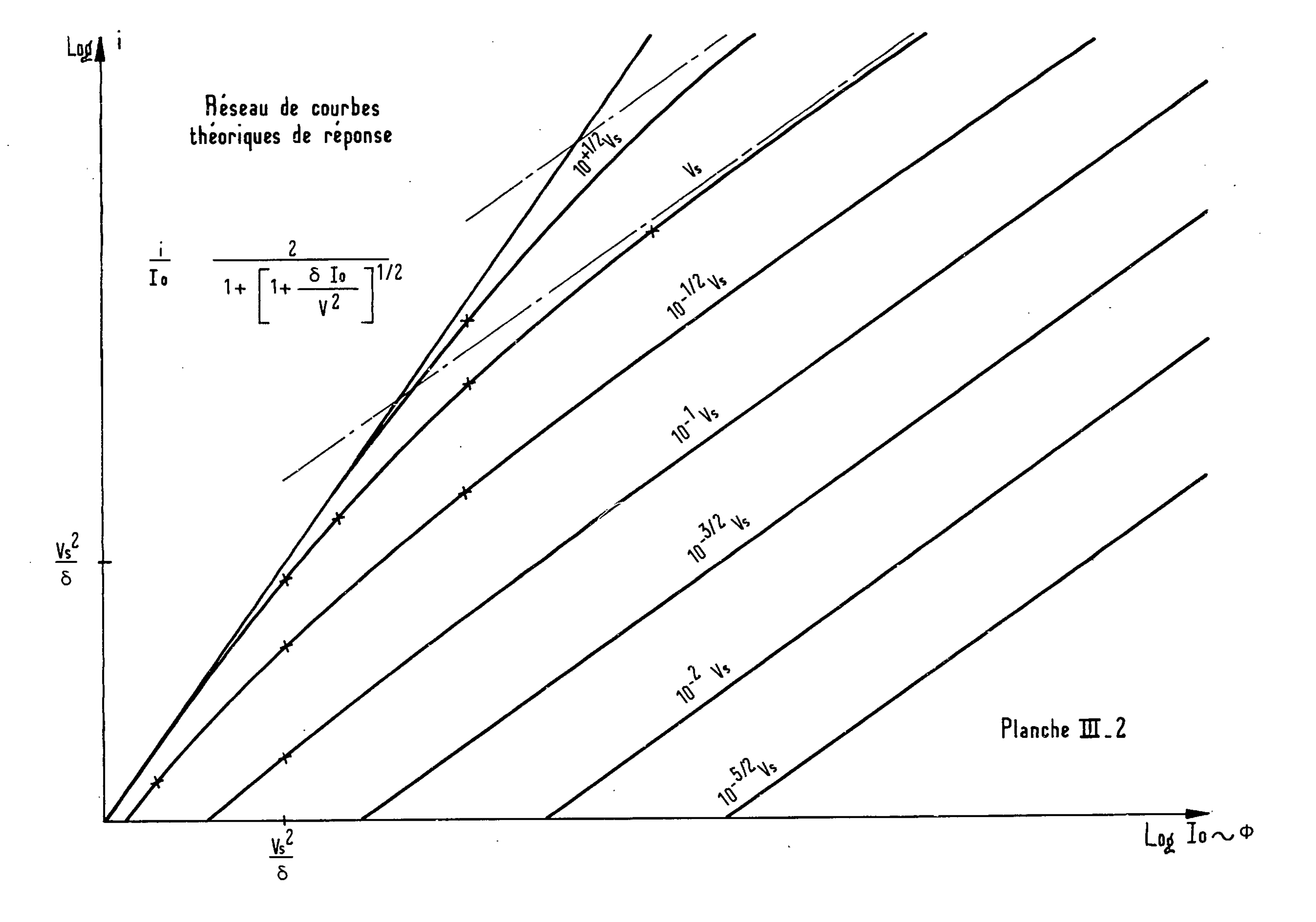
$$I = \frac{2 I_o^{1/2} V}{\delta^{1/2}} + i_p$$

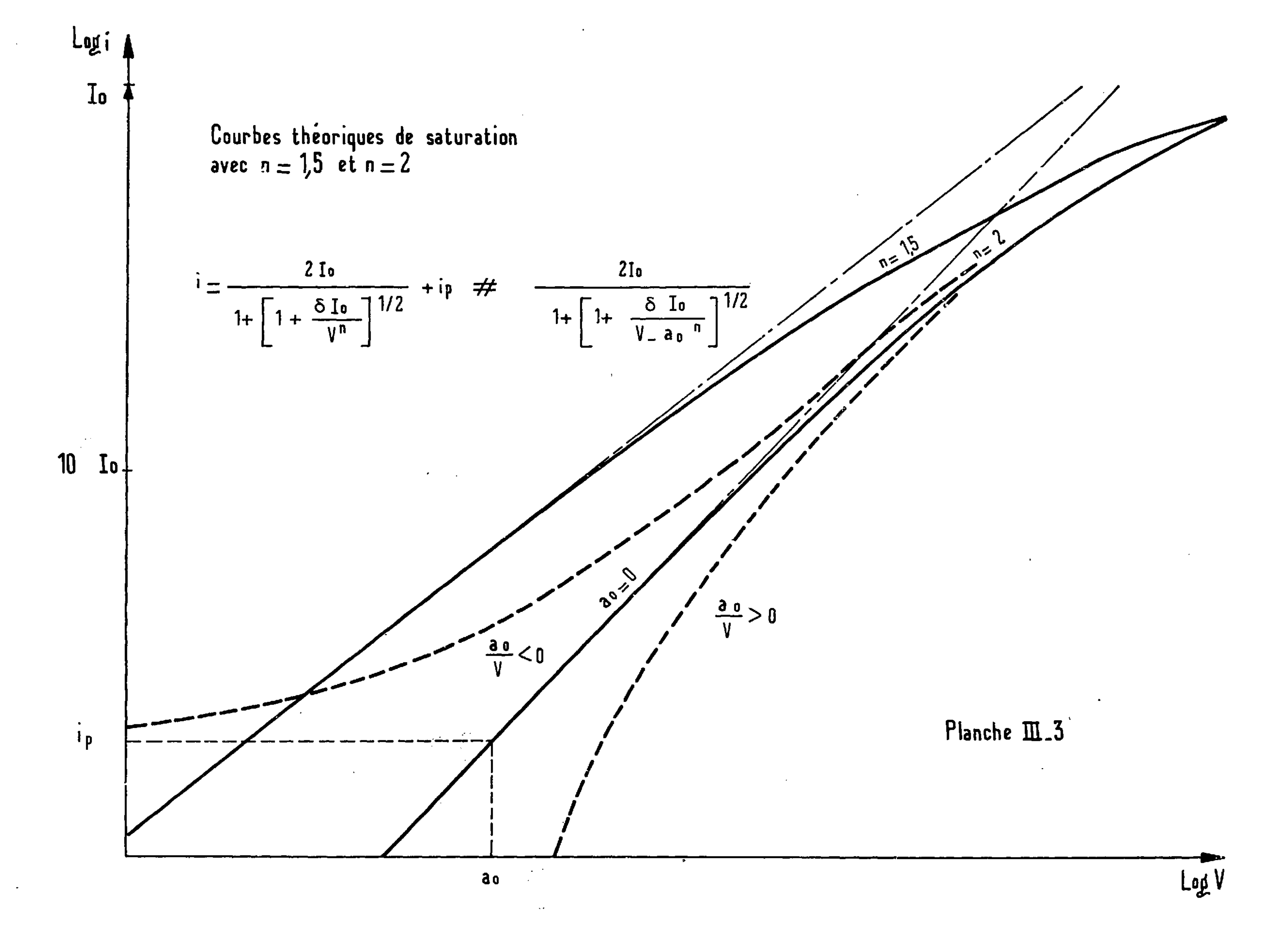
ou bien

$$I = \frac{2 I_o^{1/2} (V - a_o)}{\delta^{1/2}}$$



Log i
Reseau de courbes théoriques de saturation
$i = \frac{2}{1+\left[1+\frac{\delta I_0}{(V-a_0)^2}\right]^{1/2}}$
$10^2 I_0$
$10 I_0$
I_0
$\frac{a_0}{V}<0$
$\frac{a_0}{V}>0$
i_p
$a_0=0$
$(\delta I_0)^{1/2}$
Log tension V
Planche III_1


Log i
Réseau de courbes théoriques de réponse
$\frac{i}{I_0} = \frac{2}{1+\left[1+\frac{\delta I_0}{V^2}\right]^{1/2}}$
$10^{+1/2} V_s$
V_s
$10^{-1/2} V_s$
$10^{-1} V_s$
$10^{-3/2} V_s$
$10^{-2} V_s$
$10^{-5/2} V_s$
$\frac{V_s^2}{\delta}$
$\frac{V_s^2}{\delta}$
Log $I_0 \sim \Phi$
Planche III_2


Log i
Io
Courbes théoriques de saturation
avec n = 1,5 et n = 2
$i = \frac{2 I_0}{1 + \left[1 + \frac{\delta I_0}{V^n}\right]^{1/2}} + i_p \# \frac{2 I_0}{1 + \left[1 + \frac{\delta I_0}{V - a_0{}^n}\right]^{1/2}}$
n = 1,5
n = 2
10 Io
$a_0 = 0$
$\frac{a_0}{V} > 0$
$\frac{a_0}{V} < 0$
i_p
Planche III_3
a_0
Log V

ces deux formules sont identiques si :

$$a_o = \frac{\delta^{1/2} \; i\,p}{2\, I_o^{1/2}}$$

Ainsi si la tension V = 0 , le courant I n'est pas nul mais prend la valeur du courant parasite i p.

Si la tension V prend la valeur de la tension parasite a_o , le courant I est nul.

La théorie précédente a montré que :

i p = i photoélectrons + i diffusion

$$i\,p \# I_o \frac{k\, r_2}{d^2} + I_o^{1/2} \frac{V\, r_1^2}{\delta^{1/2}\, d^2} (s^- - s^+)$$

$$\text{d'où} \quad a_o \# \frac{\delta^{1/2}\, k\, r_2}{2\, d^2} I_o^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{d^2} V (s^- - s^+)$$

a_o se compose de la somme d'un terme constant et d'un autre proportionnel à $\Phi^{1/2}$.

La Planche III. 3 représente la courbe théorique I (V) pour $\frac{a_o}{V}$ positif ou négatif. Lorsque $\frac{a_o}{V} < o$ la courbe obtenue ressemble en partie au cas où n = 1,5 d'où une confusion possible en pratique.

III. 4 - Mesures expérimentales sur des chambres courantes

III. 4. 1 - Principe et appareillage

Il s'agit de mesurer le courant collecté pour différentes tensions continues d'alimentation et sous différents flux gammas.

Ce flux γ est produit par un accélérateur électrostatique d'électrons SAMES. La tension d'accélération étant fixée à 800 KV, le faisceau d'électrons pouvant atteindre 1 mA, bombarde une cible de tungstène refroidie. Les chambres sont placées à plus d'un mètre de la cible où le flux gamma est supposé homogène.

La tension d'alimentation continue varie entre 0 V et 1 000 V de la façon suivante : 0 V, 1 V, 3 V, 10 V, 100 V, 300 V, 1 000 V ; le courant collecté est mesuré à l'aide d'un amplificateur à courant continu. Figure III. 3

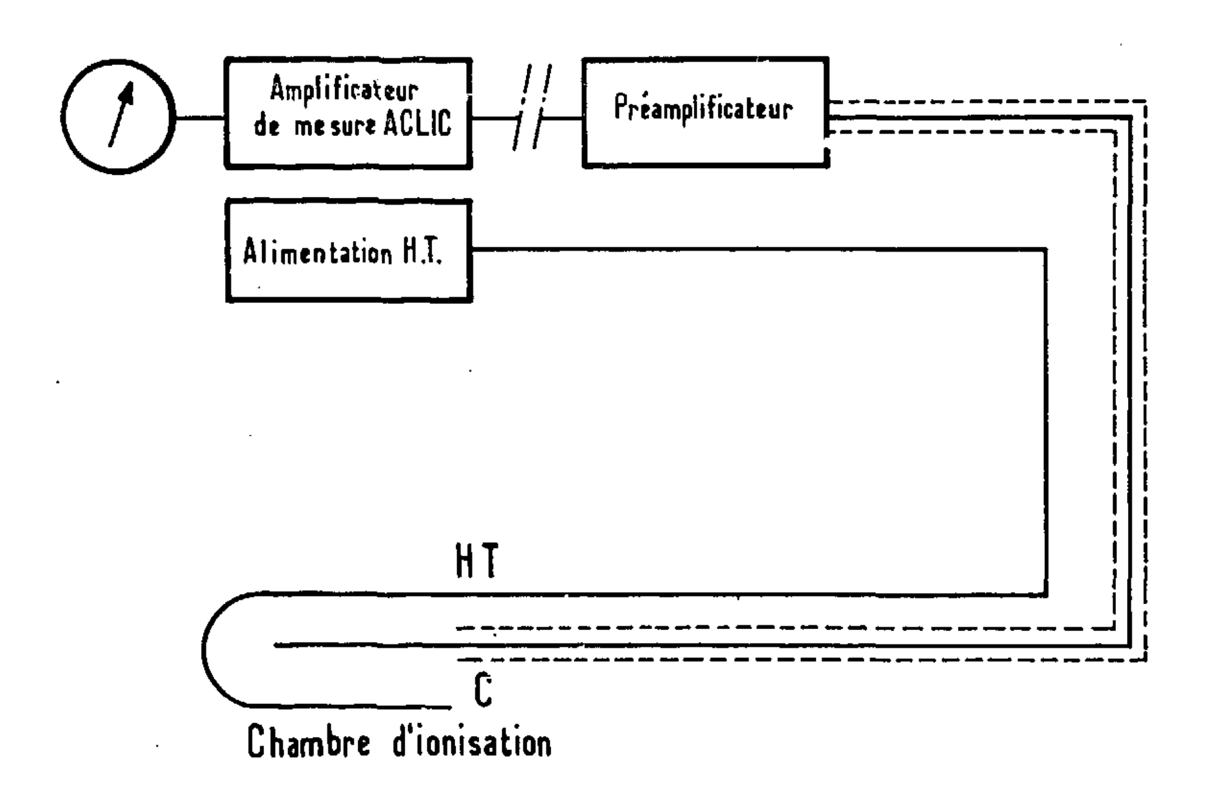


Figure III. 3 - Schéma de la chaîne de mesure

III. 4. 2 - Courbes expérimentales du courant en fonction de la tension pour différents flux

Les réseaux de courbes du courant mesuré en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs du flux gamma sont consignés sur les Planches III. 4, III. 5, III. 6, III. 7, III. 8, III. 9, en ce qui concerne les chambres courantes BK 32, CCS γ10 et les volumes positif et négatif d'une chambre compensée CCC 2 B.

On constate que l'allure de ces courbes est en accord avec la théorie, c'est-à-dire que :

$$I = \frac{2\, I_o}{1 + \left[(1 + \frac{\delta\, I_o}{(V - a_o)^n} \right]^{1/2}} \qquad \text{avec } n = 2$$

Le degré d'accord obtenu entre cette formule et la pratique reste malgré tout en rapport avec la précision des mesures, estimée entre 5 et 10 °/₀.

Pour la chambre CCS Y10 Planche III.5, les courbes obtenues concordent très bien avec la théorie tant pour les tensions élevées que pour les faibles tensions. Il est nécessaire de faire intervenir une tension parasite a_o non négligeable. Si le terme a_o était supposé nul, il faudrait dans ce cas prendre un exposant "n" de l'ordre de 1,5 pour représenter ces courbes. Ce serait d'ailleurs une mauvaises représentation car pour une tension d'alimentation de signe opposé "n" devrait être choisi supérieur à 2.

Avec la chambre CCC 2 B on voit, Planche III.6 et Planche III.8, que le fait d'inverser la tension d'alimentation modifie l'allure des courbes pour les faibles tensions. L'influence d'un courant parasite ou "faux-courant" est nette.

La théorie, paragraphe III.3, a montré que le courant parasite ip se composait d'une partie proportionnelle au flux Φ et l'autre à $\Phi^{1/2}$. Les mesures expérimentales de ip sont délicates mais il a toujours été observé un accroissement de ip avec le flux Φ, la proportionnalité entre ip et Φ n'est pas sûre. La valeur de ip est souvent de quelques 10^{-2} I_o, I_o étant le courant de saturation.

Quant à la tension parasite a_o, en théorie composée d'un terme constant et d'un autre en $\Phi^{1/2}$, les mesures n'ont pas permis de confirmer sa loi de variation. La valeur de a_o est généralement de l'ordre du Volt et de signe négatif.

III.4.3 - Mesures expérimentales du coefficient δ sur des chambres courantes

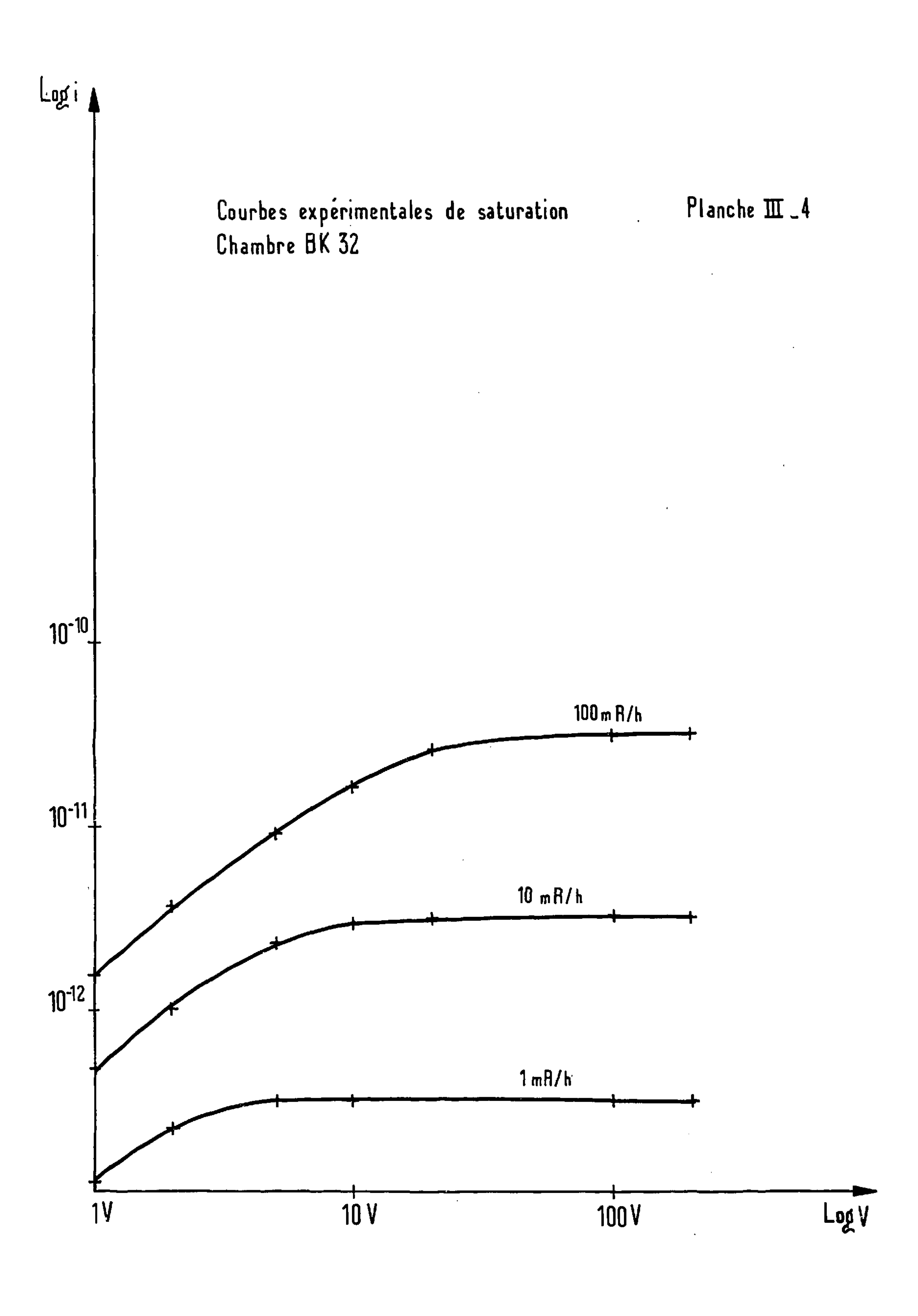
La détermination de δ (coefficient critique de la recombinaison volumique) peut se faire de la façon suivante :

- Rechercher, pour le flux de rayonnement utilisé, la valeur du courant de saturation I_o en alimentant la chambre à l'aide d'une tension suffisamment élevée.
- Déterminer la tension d'alimentation V donnant un courant $I = 0,83\ I_o$ ce qui correspond dans la formule approchée du courant à la valeur :

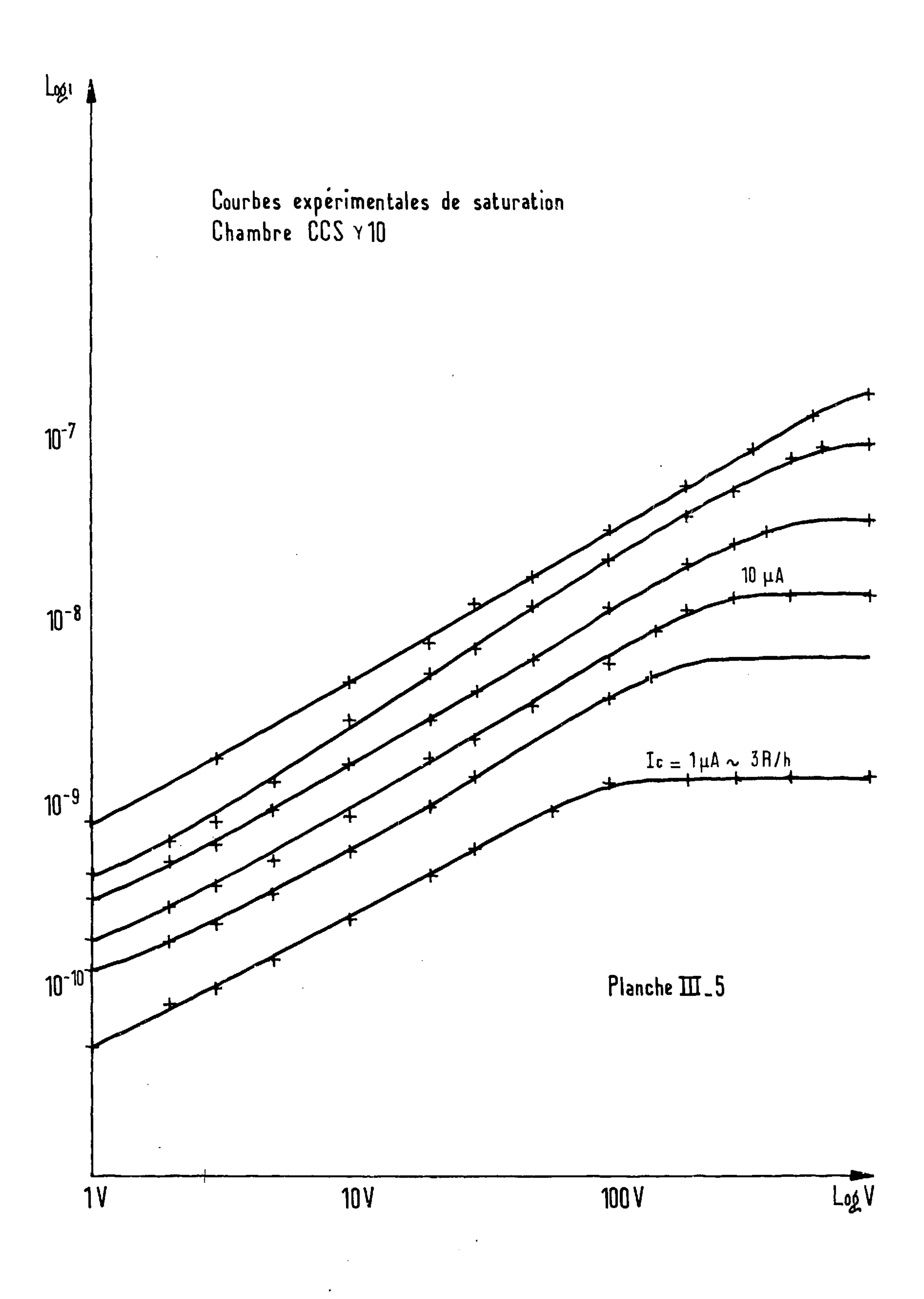
$$\frac{\delta I_o}{V^2} = 1$$

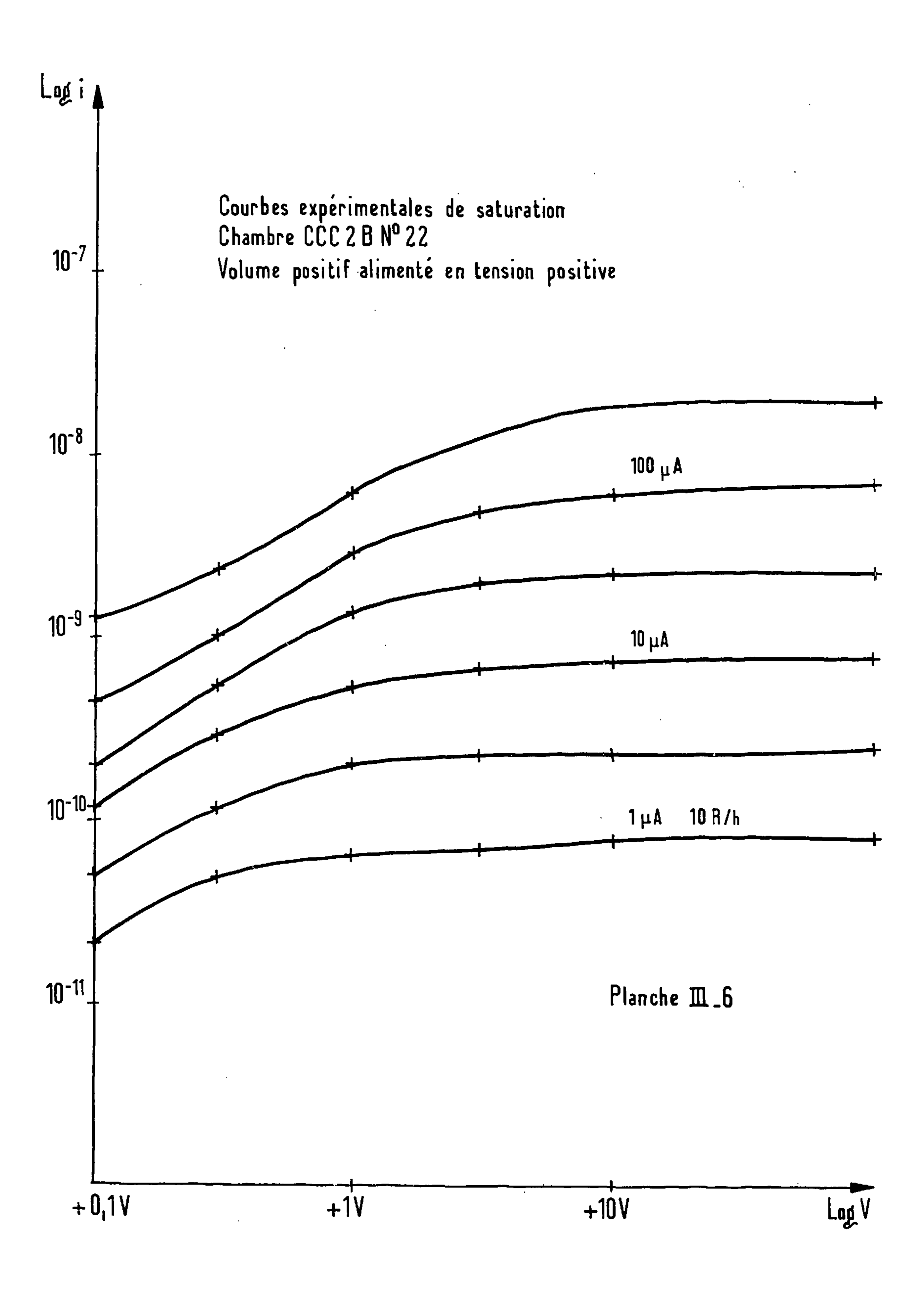
d'où la valeur de $\delta = \dfrac{V^2}{I_o}$

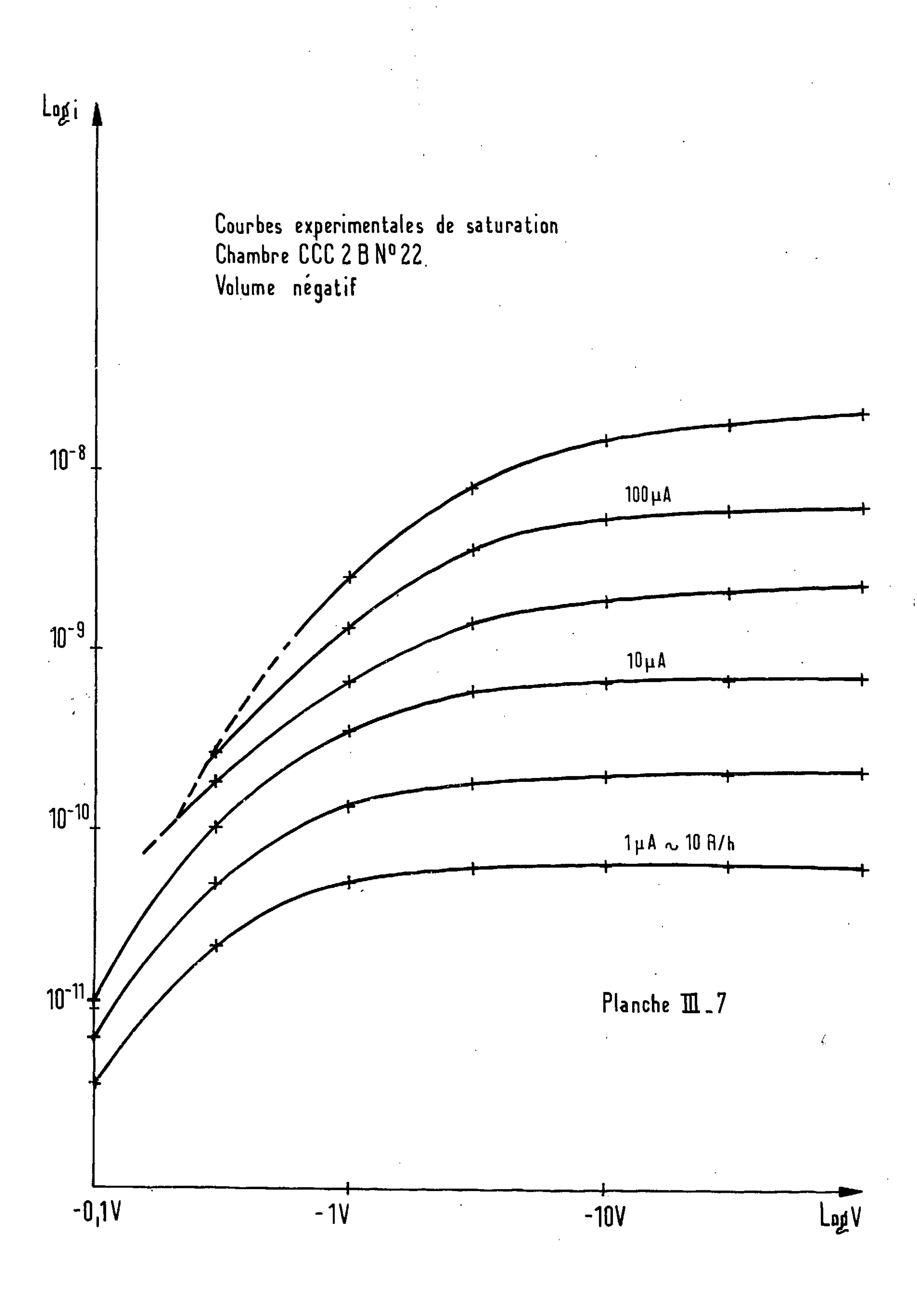
Dans le tableau qui suit la valeur expérimentale de δ est comparée à la valeur théorique calculée par la formule ci-après en géométrie cylindrique :

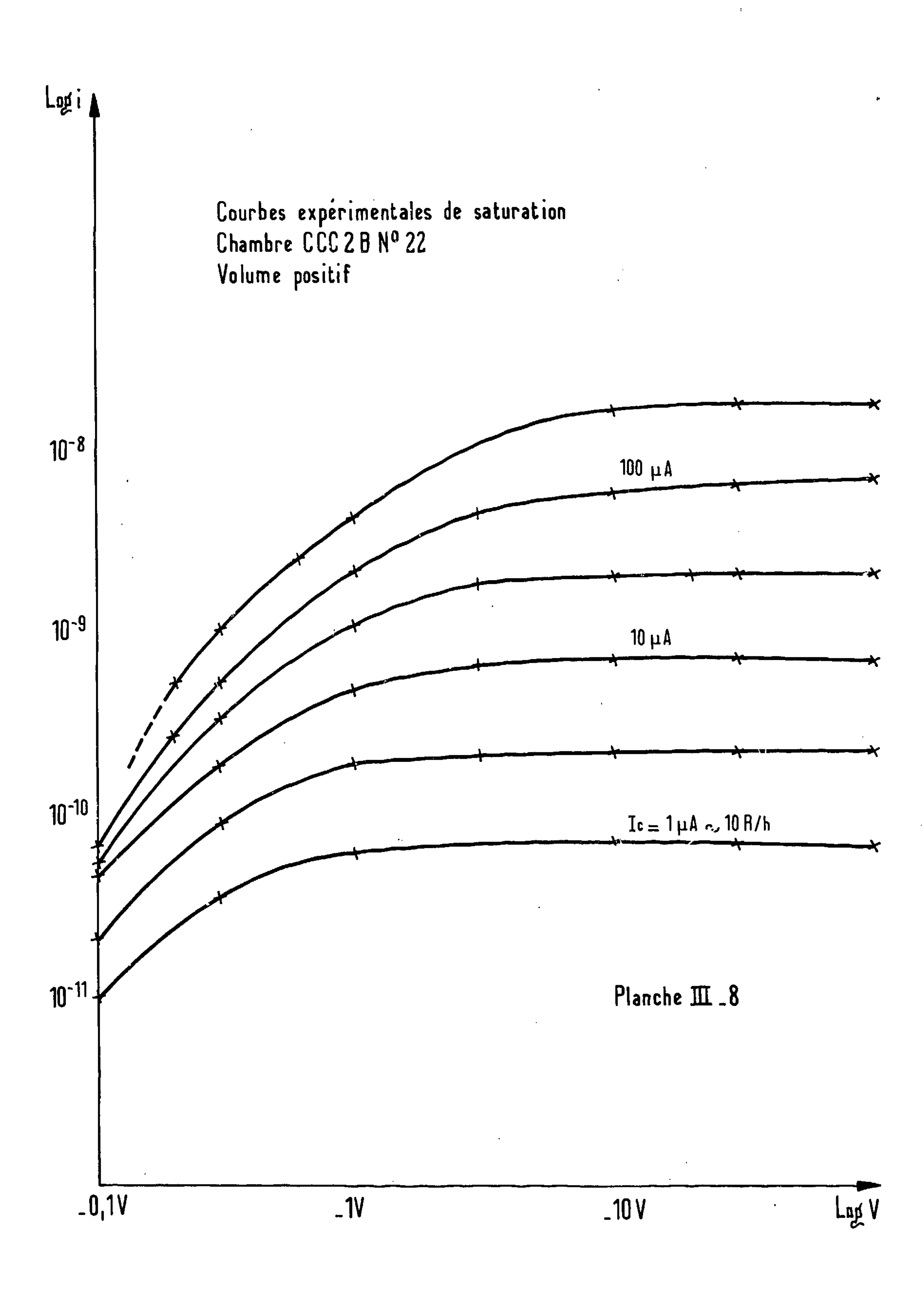


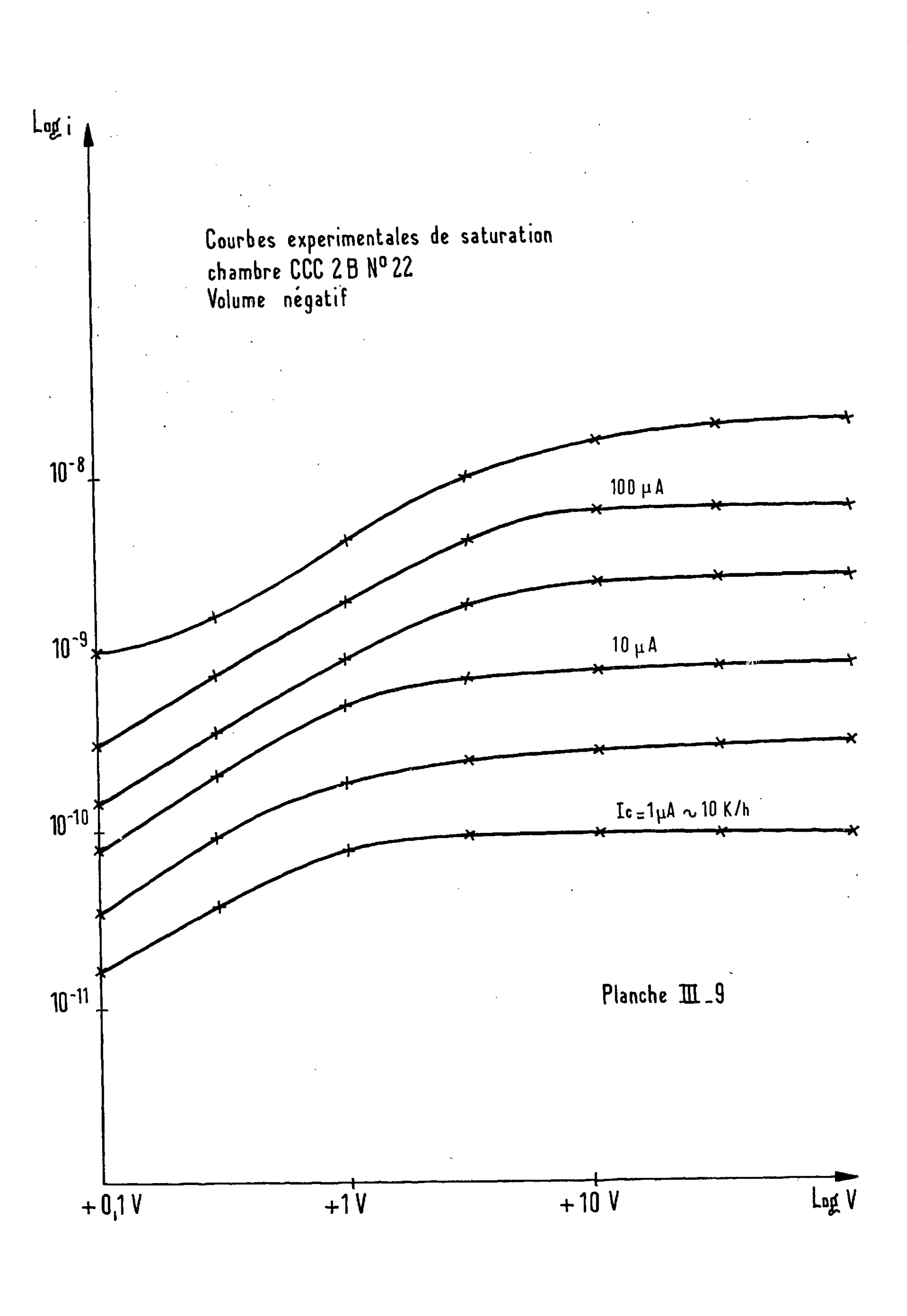
Log i
Courbes expérimentales de saturation
Chambre BK 32
Planche III _4
10-10
10-11
10-12
100 mR/h
10 mR/h
1 mR/h
1 V
10 V
100 V
Log V


Log i
Courbes expérimentales de saturation
Chambre CCS γ10
10⁻⁷
10⁻⁸
10⁻⁹
10⁻¹⁰
10 µA
Ic = 1µA ~ 3R/h
Planche III_5
1V
10V
100V
Log V


Log i
Courbes expérimentales de saturation
Chambre CCC 2 B N° 22
Volume positif alimenté en tension positive
10-7
10-8
10-9
10-10
10-11
100 μA
10 μA
1 μA 10 R/h
Planche III_6
+0,1V
+1V
+10V
Log V


Log i
Courbes experimentales de saturation
Chambre CCC 2 B N° 22
Volume négatif
10^{-8}
100 μA
10^{-9}
10 μA
10^{-10}
1 μA ~ 10 R/h
10^{-11}
Planche III_7
-0,1V
-1V
-10V
Log V


Log i
Courbes expérimentales de saturation
Chambre CCC 2 B N° 22
Volume positif
10⁻⁸
10⁻⁹
10⁻¹⁰
10⁻¹¹
100 µA
10 µA
Ic = 1 µA ~ 10 R/h
Planche III _8
-0,1V
-1V
-10 V
Log V


Log i
Courbes experimentales de saturation
chambre CCC 2B N° 22
Volume négatif
10⁻⁸
10⁻⁹
10⁻¹⁰
10⁻¹¹
100 µA
10 µA
Ic = 1µA ∼ 10 K/h
Planche III_9
+ 0,1 V
+1 V
+ 10 V
Log V

$$\delta = \frac{\beta_i \, d^2 \, L^2 \left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2 \pi e \ell \mu^+ \mu^-}$$

Le coefficient d'attachement α est choisi égal à 1.

Beaucoup de chambres d'ionisation sont remplies d'air ou d'azote impur à la pression atmosphérique et les constantes approximatives sont :

$$\beta_i = 1,5.10^{-6} \text{ cm}^{+3} \text{ s}^{-1}$$
$$\mu^+ = 1,3 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$
$$\mu^- = 1,8 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Ainsi pour la chambre BK 32 :

$$d^2 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} = 28 \; ; \; L^2 \left(\frac{r_2}{r_1}\right) = L^2 \,(9,5) = 5 \; ; \ell \sim 19$$

$$\text{et } \delta = \frac{1,5 \; 10^{-6} \times 28 \times 5}{2 \pi \times 1,6.10^{-19} \times 19 \times 1,3 \times 1,8} = 0,50.10^{13} \; (\text{Cb. s}^{+1} \text{ m}^{-2} \text{ ou V}^2 \text{ A}^{-1})$$

Tableau des valeurs du coefficient

Chambres	Sensibilité A/R/h	δ mesuré $V^2 A^{-1}$	δ théorique	r_1 cm	r_2 cm	ℓ_1 cm	ℓ_2 cm
CCS γ 10	$5,2.10^{-10}$	$4,0.10^{12}$	$3,4 \; .10^{12}$	1,1	8,2	21,5	$\sim$26
BK 32	$4 \; .10^{-10}$	$1,1.10^{13}$	$0,50.10^{13}$	0,8	7,5	15	19
P 2 LM	$2 \; .10^{-10}$	$2,1.10^{13}$	$1,35.10^{12}$	1,12	5,7	17	20,5
G 20 L	10^{-9}	$1,5.10^{13}$	$0,9 \; .10^{13}$	0,7	11,3	36,4	36,4
CHF 11	$1,5.10^{-12}$	$1,9.10^{10}$	$3,2.10^{10}$	0,15	0,7	10,8	11,4
CCC 2 B Vol positif	$9 \; .10^{-12}$	$1,2.10^{9}$	$0,9.10^{9}$	1,45	1,85	27	27
RSN 127 A 1 cm CO_2 ; 19 cm A_r	$\sim 10^{-12}$ approx.	10^{12}	$2 \; .10^{11}$	1,25 10^{-3}	1,25	10	10
GTHF 1 76 cm de CO_2	10^{-13}	$4 \; .10^{11}$	$1,2.10^{11}$	0,25	0,55	1,2	1,6

On constate que le δ mesuré est environ le double du δ théorique.

Le δ mesuré de la chambre P 2 LM diffère beaucoup du δ théorique, une erreur de mesure serait en cause.

III. 4. 4 - Utilisation des chambres en basse tension

- Vérification de la loi $I \sim \Phi^{1/2}$

Lorsqu'une chambre fonctionne en régime de recombinaison, c'est-à-dire lorsque $\frac{\delta I_o}{V^2} \gg 1$ ce qui peut se produire en basse tension, le courant collecté s'écrit :

$$I = \frac{2 I_o^{1/2}}{\delta^{1/2}} \cdot V$$

Le courant à la saturation I_o étant proportionnel au flux, celui collecté I dans ces conditions est proportionnel à $\Phi^{1/2}$. Il dépend également de la tension et du coefficient δ ce qui peut être un inconvénient.

Sur le réseau des courbes relevées sur les chambres CCS Y 10 et BK 32, Planches III. 4 et III. 5, la proportionnalité de I à $\Phi^{1/2}$ se vérifie aisément avec une bonne précision.

- Echelle linéaire-compressée de mesure du flux

Dans certains cas, il est commode d'avoir une mesure du flux de rayonnement linéaire pour les faibles valeurs, et compressée pour les fortes valeurs.

On réalise commodément cette échelle à l'aide d'une contre-réaction entre la tension de sortie de l'amplificateur de mesure et la tension d'alimentation V_o de la chambre, figure III. 4.

La tension d'alimentation V_o doit être inférieure à la dynamique de sortie de l'amplificateur de telle sorte que pour les valeurs élevées du flux la tension de polarisation de la chambre $(V_o - V_s)$ soit réduite à zéro ou presque. Référence / 13 /.

La figure III. 5 représente la tension de sortie V_s relevée expérimentalement avec une chambre G 2 OL, une tension V_o = 30 V et un amplificateur électrométrique classique de dynamique de sortie 0 - 50 V - la courbe en pointillé figure une réponse linéaire.

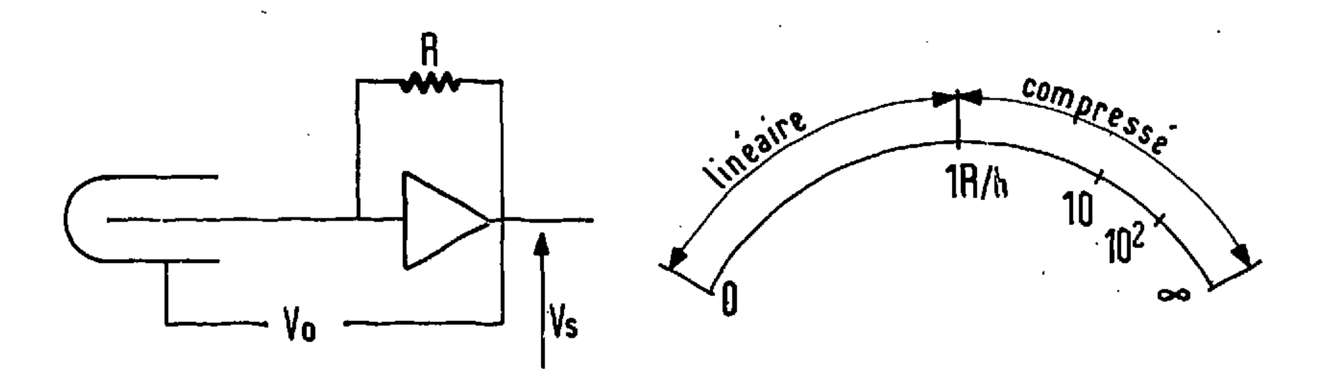


Figure III.4 - Schéma de principe et aspect de la graduation

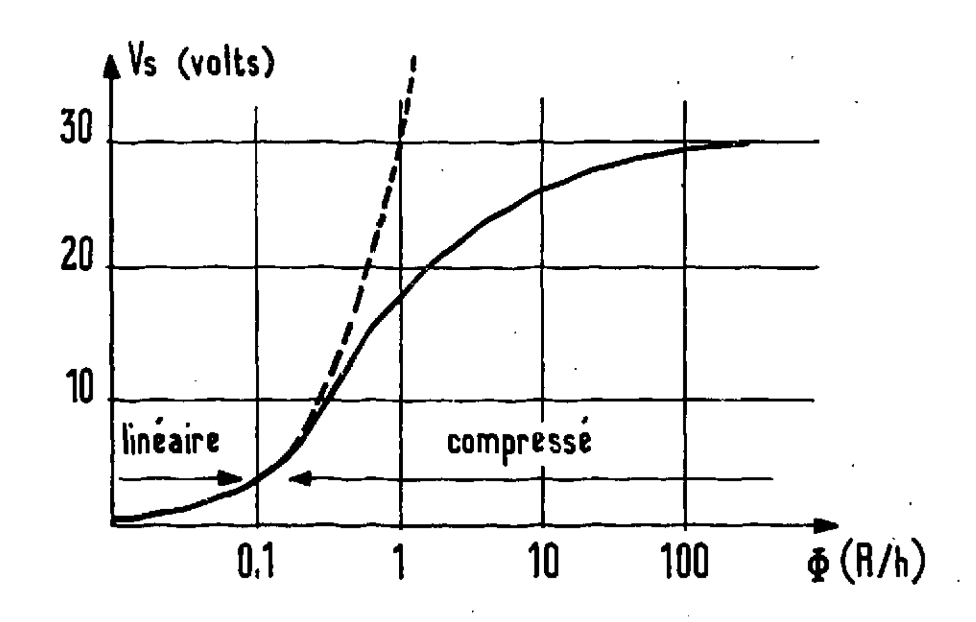


Figure III.5 - Courbe d'étalonnage

- Mesures de très hauts flux

L'utilisation d'une basse tension offre beaucoup d'intérêt pour les chambres servant à la mesure de très hauts flux car on réduit considérablement les risques de claquage dû à un faible espacement interélectrode. Le problème actuel est d'atteindre la saturation sous des flux très élevés avec une tension d'alimentation inférieure à la tension de claquage. En utilisant la loi en $\Phi^{1/2}$ le problème de la saturation est éliminée et la technologie de ces chambres peut être simplifiée.

Des mesures en basse tension sur la chambre GTHF 1 ont été effectuées en collaboration avec le Service de Dosimétrie de la Pile Mélusine. La loi en $\Phi^{1/2}$ a été mise en évidence.

CHAPITRE IV

COMPENSATION DU COURANT CONTINU DÛ AU FLUX GAMMA DANS LES CHAMBRES COMPENSEES A NEUTRONS THERMIQUES

IV.1 - But et procédés de compensation

La mesure d'un flux de neutrons thermiques est souvent perturbée par l'existence à l'endroit où s'effectue la mesure, d'un flux de rayonnement gamma. Celui-ci produit également une ionisation qui s'ajoute à celle que donne la réaction neutronique employée pour la détection. Il faut compenser le courant dû au flux gamma à l'aide d'un courant de signe opposé et dépendant également de ce rayonnement. Dans ce but les chambres à courant continu pour neutrons thermiques se composent de deux volumes :

- un volume dit positif, dont les surfaces sont garnies de bore, sensible aux neutrons et au rayonnement gamma.
- un volume dit négatif seulement sensible au rayonnement gamma.

Lorsqu'il s'agit d'obtenir une compensation meilleure que 10 °/₀ (c'est-à-dire dont le résidu soit inférieur à 10 °/₀ du courant maximum produit par le flux gamma dans le volume positif) alors la simple juxtaposition de deux volumes ne suffit pas, il faut prévoir un réglage fin du courant produit par le volume négatif. Ce réglage de la compensation peut s'obtenir par différentes méthodes. Une analyse complète du fonctionnement des chambres fait apparaître trois procédés de compensation :

- Compensation par variation mécanique du volume négatif (fonctionnement en zone de saturation)

La tension appliquée au volume négatif étant suffisante pour que celui-ci fonctionne en zone de saturation le réglage de la compensation s'effectue à l'aide d'un petit volume variable auxiliaire. C'est le procédé utilisé dans la chambre C.E.A. - CCP 1 N 10.

- Compensation par recombinaison dans le volume négatif

Dans une zone de recombinaison, la dépendance du courant vis-à-vis du champ électrique appliqué permet d'obtenir une atténuation, par action électrique, du courant donné par le volume négatif. Ce procédé est très utilisé actuellement : chambres CC5 et CCC 2 B.

- Compensation par multiplication dans le volume négatif

A côté d'une zone de recombinaison et d'une zone de saturation, la courbe classique du courant d'ionisation d'une chambre en fonction du champ électrique appliqué révèle une zone de multiplication. L'emploi de cette zone permet le réglage de la compensation par action électrique. Avec ces trois méthodes de compensation, il est nécessaire que le volume positif fonctionne toujours en zone de saturation.

IV. 2 - Etude de la compensation par recombinaison (Compensation électrique actuellement utilisée) / 14 /

IV. 2. 1 - Structure d'une chambre et description du procédé mesuré

Ces chambres sont toujours constituées de deux volumes. Dans le volume négatif, sensible uniquement au flux gamma, la recombinaison est localisée au voisinage de l'électrode haute tension négative, du fait de sa structure géométrique en creux et en bosse. Un tel profil crée des zones de champ électrique faible dans une petite partie du volume négatif. Ainsi le phénomène de recombinaison se trouve limité à cette zone et le reste du volume travaille pratiquement en saturation.

Au point de vue des mesures expérimentales, le procédé tout à fait classique employé est représenté sur le schéma (figure IV. 1). La chambre, soumise au flux gamma uniquement, est reliée aux appareils par câbles blindés d'une quinzaine de mètres.

IV. 2. 2 - Mécanisme de la compensation par recombinaison et variation de la tension de compensation en fonction du flux gamma

Le volume positif donne toujours un courant saturé, proportionnel au flux gamma.

Le volume négatif, à cause de la structure de son champ électrique, peut se décomposer en deux parties :

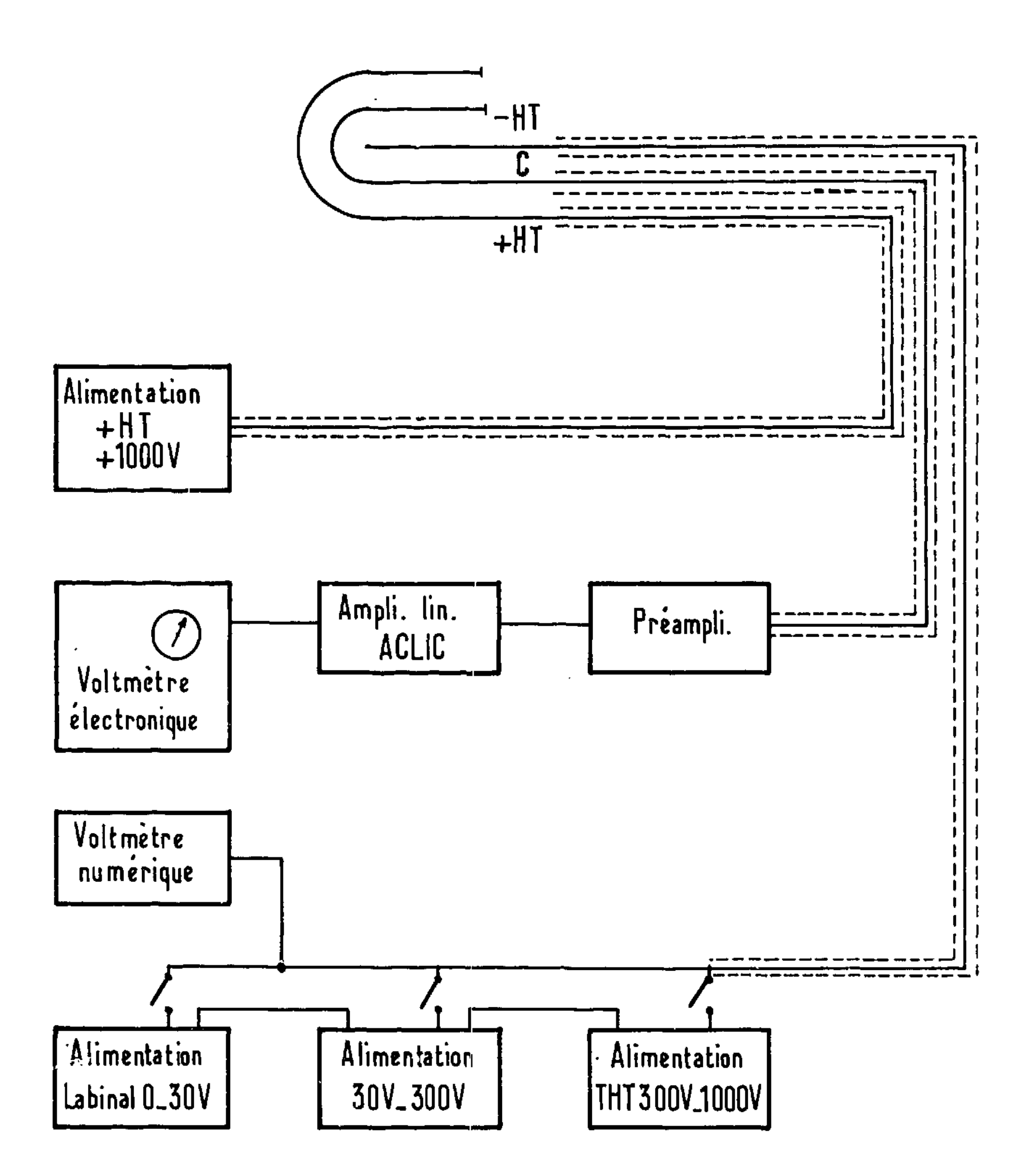


Figure IV.1 - Schéma du dispositif expérimental

- une partie possèdant une structure de champ électrique non perturbée et fournissant facilement un courant saturé (i_s^-).

- une partie complémentaire près de l'électrode HT négative donnant facilement un courant plus ou moins saturé en fonction du flux et de la tension appliquée (i_r^-).

Le courant total négatif est la somme des deux précédents. Sur les courbes de saturation, ce phénomène se schématise de la façon suivante (figure IV. 2) :

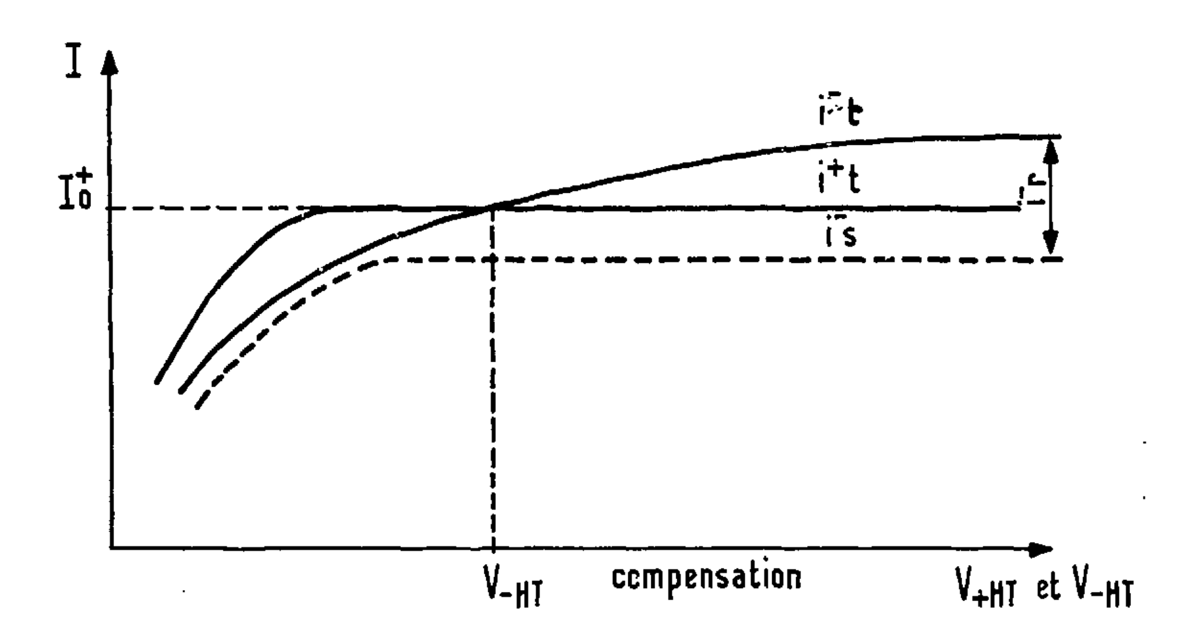


Figure IV. 2 - Courbes de saturation du volume positif et du volume négatif

D'une façon générale, la compensation a lieu lorsque la somme des termes suivants est nulle, en présence d'un flux Y uniquement :

$$i_t^+ + i_s^- + i_r^- + if = 0$$

$i_t^+ = K_t^+ \emptyset$: courant total du volume positif, proportionnel au flux Y

$i_s^- = K_s^- \emptyset$: courant dû à la zone saturée du volume négatif proportionnel au flux Y

if : courant de fuite éventuel et supposé constant

i_r^- : courant dû à la zone de recombinaison du volume négatif, peut s'écrire approximativement : (cf. Chapitre III)

$$i_r^- = - \frac{2 K_r^- \emptyset}{1 + \left[1 + \frac{a \emptyset}{(V_{HT-})^2} \right]^{1/2}}$$

a étant une constante liée au coefficient de recombinaison, aux mobilités des porteurs du gaz et à la structure géométrique de la zone considérée.

K^+_t, K^-_s, K^-_r : sensibilité des volumes correspondants, pour le flux gamma.

La somme précédente s'écrit :

$$K^+_t \phi - K^-_s \phi - \frac{2 K^-_r \Phi}{1 + \left[1 + \frac{a\Phi}{(V_{HT-})^2} \right]^{1/2}} + if = 0$$

dont il est facile d'extraire la valeur de la tension de compensation V_{HT-}

$$V_{HT-} = \frac{\left| K^+_t \phi - K^-_s \phi + if \right|}{2 \left(\frac{K^-_r}{a}\right)^{1/2} (K^-_s \phi + K^-_r \phi - K^+_t \phi - if)^{1/2}}$$

cette expression peut s'écrire sous une forme plus condensée :

$$\frac{V_{HT-}}{A_o} = \frac{\left| \phi + n \phi_o \right|}{(\phi + \phi_o)^{1/2}}$$

Avec :

$$A_o = \frac{\left| K^+_t - K^-_s \right|}{2 \left(\frac{K^-_r}{a}\right)^{1/2} (K^-_s + K^-_r - K^+_t)^{1/2}}$$

$$\phi_o = \frac{- if}{K^-_r + K^-_s - K^+_t}$$

$$n = - \frac{K^-_r + K^-_s - K^+_t}{K^+_t - K^-_s}$$

Il reste à préciser le signe de ϕ_o et le n, ce qui semble peu facile à l'aide du calcul théorique ci-dessus. Des mesures expérimentales sur plusieurs chambres montrent qu'en prenant ϕ_o et n positifs l'expression théorique obtenue représente convenablement la réalité.

La Planche IV.1 représente l'allure théorique de la tension de compensation en fonction du flux avec ϕ_o et $n > o$. Il faut remarquer que :

- pour n faible : $\frac{V}{A_o} \sim (\phi + \phi_o)^{+1/2}$

- pour n élevé et $\phi < (n - 2)\, \phi_o$: $\frac{V}{A_o} \sim (\phi + \phi_o)^{-1/2}$

et pour n élevé et $\phi > (n - 2)\, \phi_o$: $\frac{V}{A_o} \sim \phi^{1/2}$

les courbes expérimentales sont représentées sur la Planche IV. 3 dont on tire les valeurs des constantes suivantes :

Valeurs des constantes

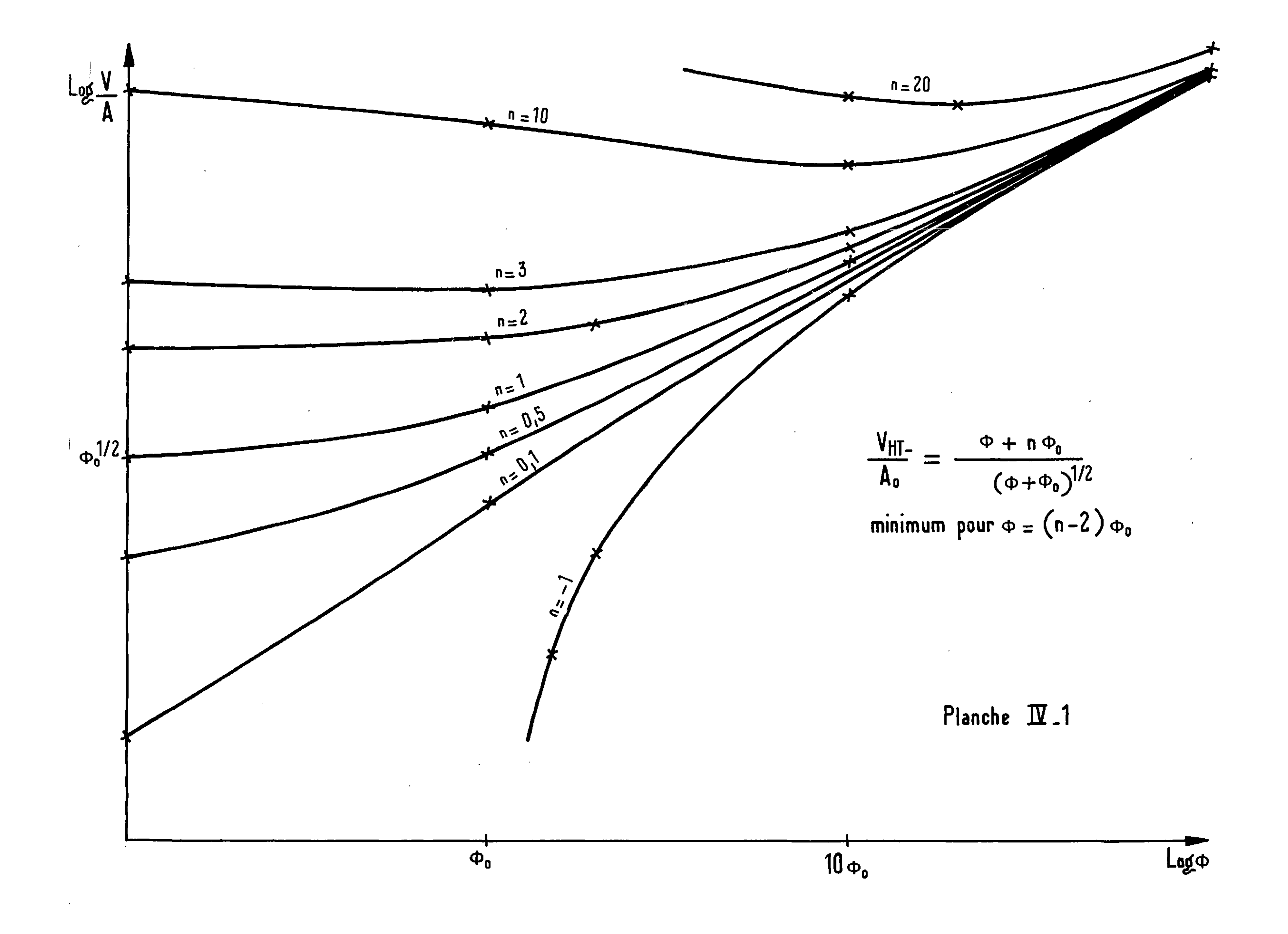
	$A_o\, n\, \phi_o^{1/2}$	ϕ_o	n
CCC 3	2,5 V	60 R/h	$\sim$ 1
CCC 2B n° 22	70 V	250 R/h	$\sim$ 2
CCC 2B n° 55	40 V	250 R/h	$\sim$ 2
WL 6377 6 h 1 716	50 V	300 R/h	$\sim$ 100
WL 630-403	23 V		$\gg$ 1

Remarque importante : Les constantes ϕ_o et n ont été choisies positives. La Planche IV. 2 représente l'allure des courbes théoriques avec ϕ_o et n négatives. Etant donné qu'en dessous de 10 R/h, des mesures correctes sont délicates à effectuer et que les courbes de la Planche IV. 2 ressemblent à celles où ϕ_o et n sont positifs (Planche IV. 1) pour les valeurs élevées du flux ϕ , il existe un doute quant au signe réel des constantes. Quoiqu'il en soit ϕ_o et n doivent avoir le même signe et l'important est de constater que pour des flux élevés la variation de la tension de compensation est en $\phi^{1/2}$

IV. 2. 3 - Définition du rapport de compensation

Le rapport de compensation est défini par :

$$C = \frac{I_c}{I_o^+} = \frac{I_o^+ + if - i\bar{t}}{I_o^+} = 1 + \frac{if}{I_o^+} - \frac{i\bar{t}}{I_o^+}$$



Log V/A
n = 20
n = 10
n = 3
n = 2
n = 1
n = 0,5
n = 0,1
n = -1
Φ0^1/2
Φ0
10 Φ0
Log Φ
V_HT- / A0 = (Φ + n Φ0) / (Φ+Φ0)^1/2
minimum pour Φ = (n-2) Φ0

Planche IV_1

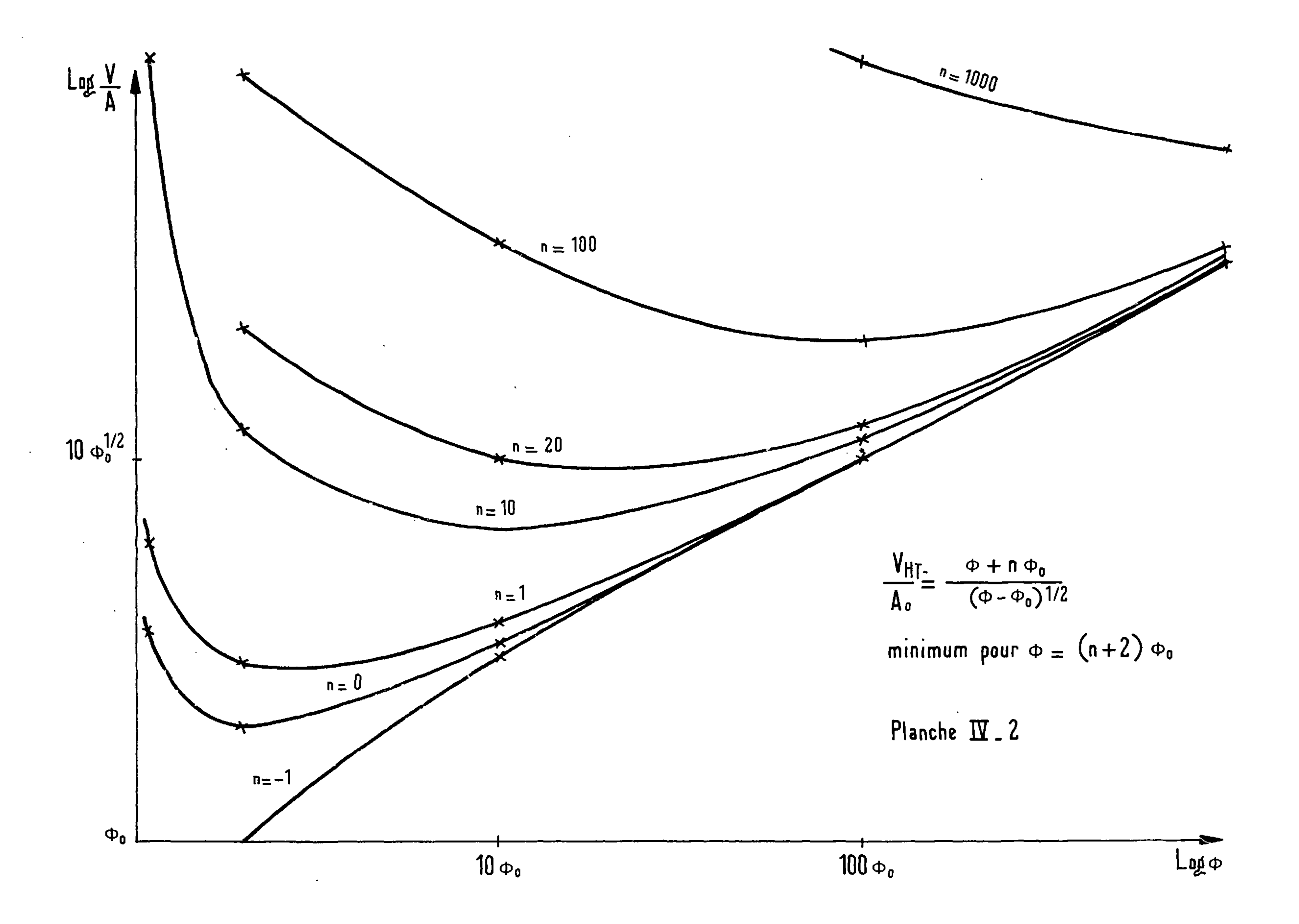
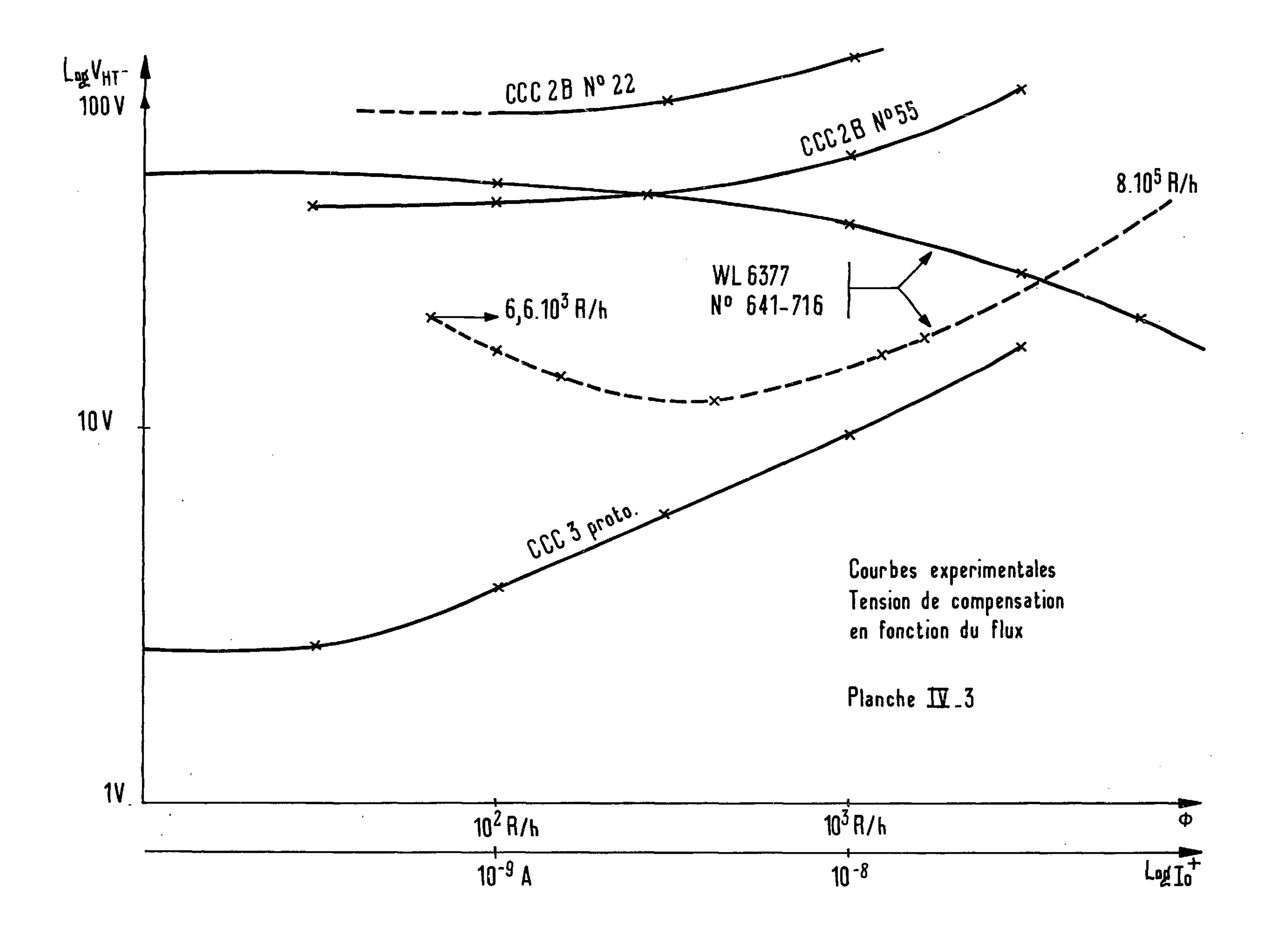

Log V/A
$10\,\Phi_0^{1/2}$
Φ_0
$10\,\Phi_0$
$100\,\Phi_0$
Log Φ
n = 1000
n = 100
n = 20
n = 10
n = 1
n = 0
n = -1
$\frac{V_{HT}}{A_0} = \frac{\Phi + n\Phi_0}{(\Phi - \Phi_0)^{1/2}}$
minimum pour $\Phi = (n+2)\,\Phi_0$

Planche IV_2



Courbes experimentales
Tension de compensation
en fonction du flux

Planche IV_3

avec :

C : rapport de compensation exprimé généralement en °/₀

IC : courant collecté dû au flux gamma

I_o^+ : courant saturé fourni par le volume positif dont la HT reste fixe

i_t^- : courant total fourni par le volume négatif et dépendant de la HT négative comme il a été vu

if : courant de fuite éventuel

Ce rapport " C " ne peut être mesuré qu'en l'absence de flux neutronique. Il varie de + 100 °/₀ à 0 °/₀ et même vers une valeur négative de quelques pour cent lorsque la HT négative varie de 0 V à sa valeur maximum. En utilisation normale, il est difficile de maintenir une compensation inférieure à 1 °/₀. Ceci provient principalement de la dépendance de la tension de compensation (c'est-à-dire à laquelle C = 0 °/₀) en fonction de la valeur du flux gamma. Du point de vue mesure, il s'agit d'une instabilité de la compensation, le paramètre agissant étant le flux gamma, au même titre que la température pour un amplificateur par exemple.

Au voisinage de la tension de compensation, c = 0 °/₀, la dépendance du rapport de compensation en fonction de la tension HT négative est une caractéristique importante des chambres. Le calcul qui suit a pour but de déterminer la loi théorique approximative du rapport de compensation, vérifiant au mieux les courbes expérimentales.

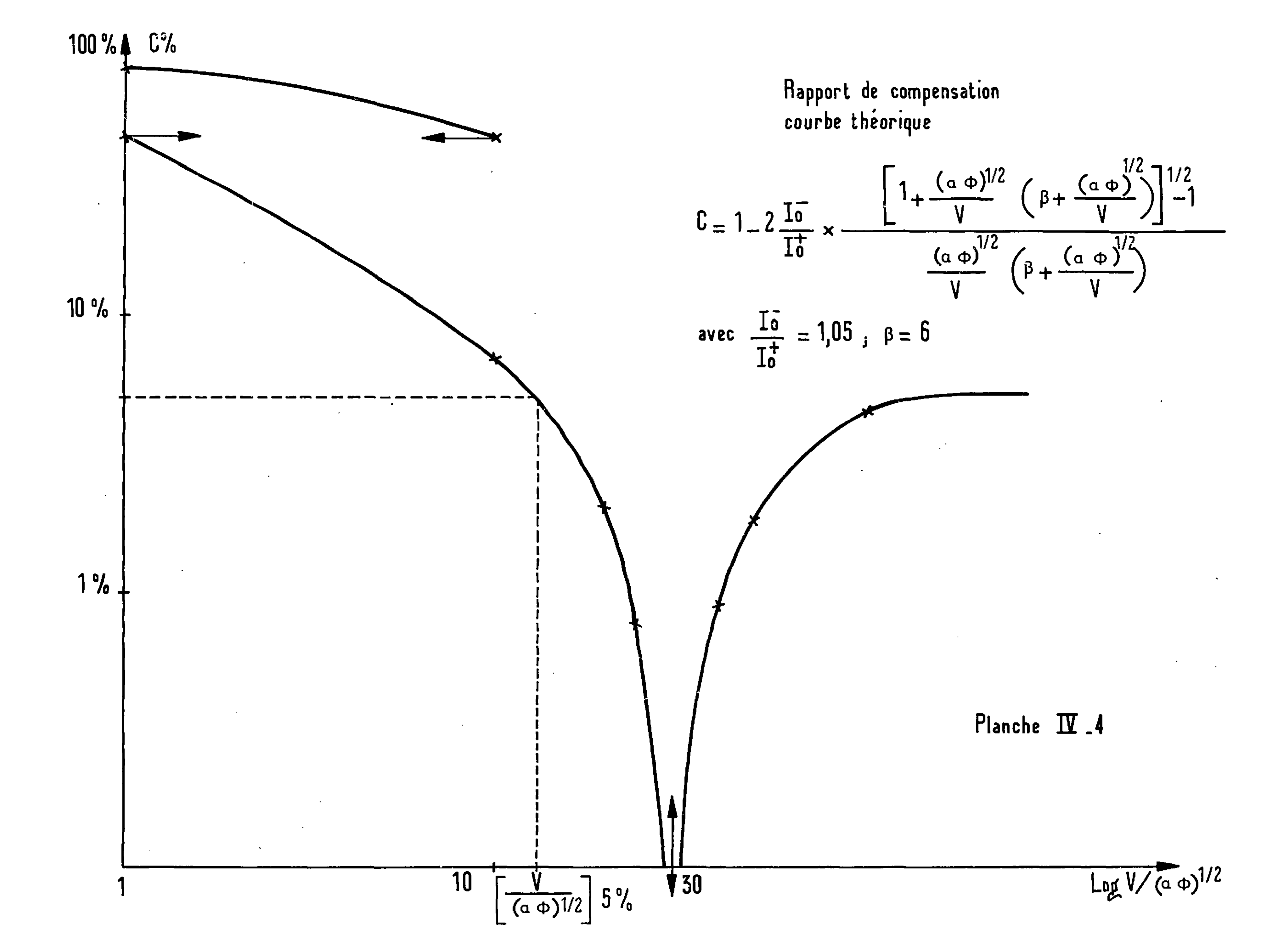
Dans une chambre compensée, si le volume négatif était dépourvu de zone à champ électrique faible, c'est-à-dire en l'absence de cannelures, le courant total i_t^- s'écritait approximativement :

$$i_t^- = \frac{2\, I_o^-}{1 + \left[1 + \frac{a\,\emptyset}{V^2}\right]^{1/2}}$$

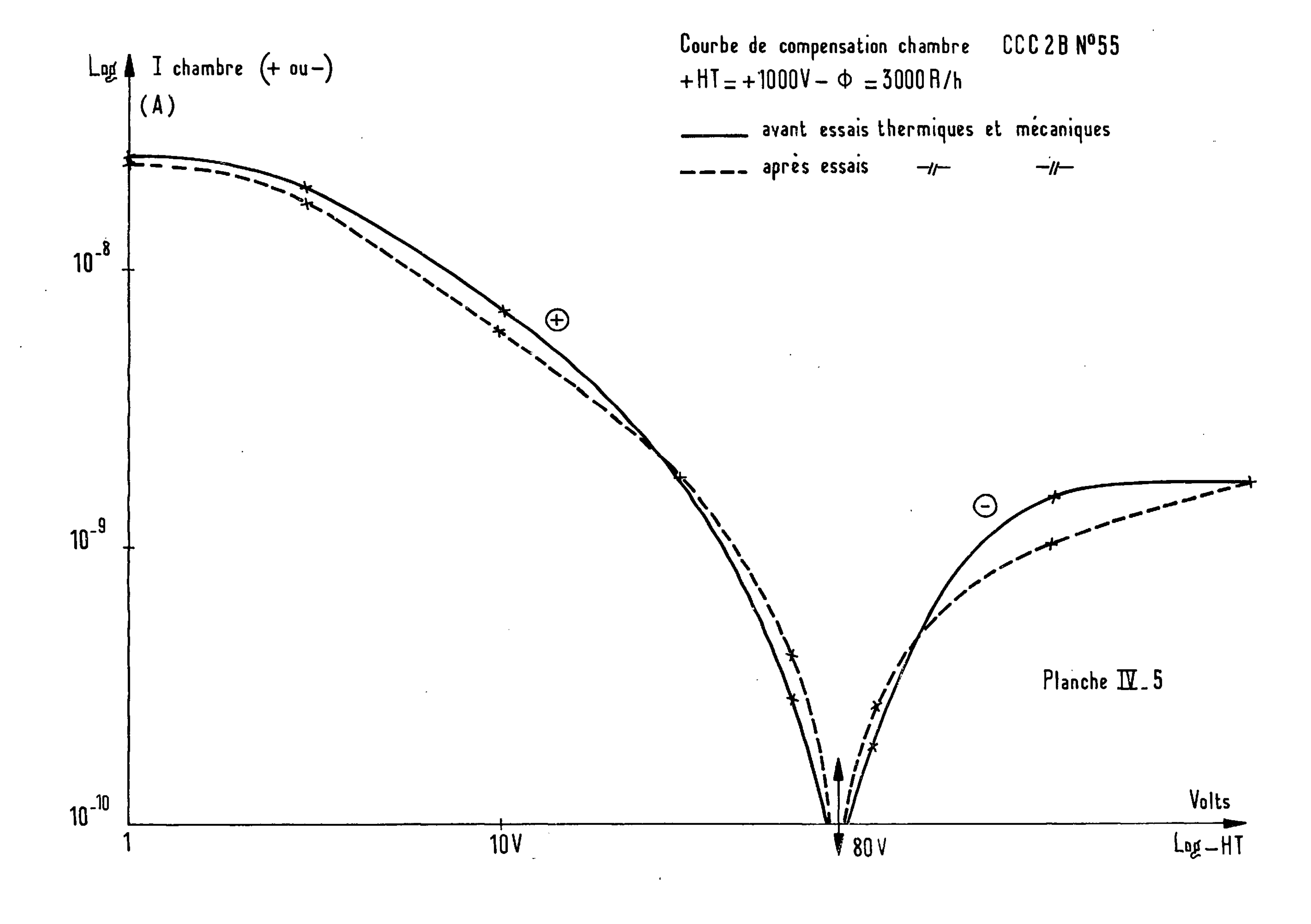
et, en négligeant le rapport $\frac{if}{I_o^+}$ d'autant plus faible que le flux $\emptyset$ est élevé, le rapport c aurait la forme :

$$C = 1 - \frac{i_t^-}{I_o^+} = 1 - 2\,\frac{I_o^-}{I_o^+} \times \frac{\left(1 + \frac{a\,\emptyset}{V_2}\right)^{1/2} - 1}{\frac{a\,\emptyset}{V^2}}$$

En réalité, l'existence d'une zone à champ électrique fortement modifiée provoque une différence sensible entre la formule précédente de C et les courbes expérimentales relevées



100 %
C%
Rapport de compensation
courbe théorique
$C = 1 - 2\,\frac{I_0^-}{I_0^+} \times \frac{\left[1 + \frac{(a\Phi)^{1/2}}{V}\left(\beta + \frac{(a\Phi)^{1/2}}{V}\right)\right]^{1/2} - 1}{\frac{(a\Phi)^{1/2}}{V}\left(\beta + \frac{(a\Phi)^{1/2}}{V}\right)}$
avec $\frac{I_0^-}{I_0^+} = 1{,}05$; $\beta = 6$
10 %
1 %
1
10
$\left[\frac{V}{(a\Phi)^{1/2}}\right]$ 5 %
30
$Log\ V/(a\Phi)^{1/2}$
Planche IV _4


Courbe de compensation chambre CCC 2B N°55
+HT = +1000V – Φ = 3000 R/h
avant essais thermiques et mécaniques
après essais –//– –//–
Log I chambre (+ ou –)
(A)
10-8
10-9
10-10
1
10V
80V
Volts
Log – HT
⊕
⊖
Planche IV_5

pour plusieurs chambres. L'expression qui suit, déduite empiriquement de la précédente, convient beaucoup mieux à la représentation du phénomène :

$$C = 1 - 2 \frac{I_o^-}{I_o^+} \frac{\left\{ 1 + \left(\frac{a \phi}{V^2}\right)^{1/2} \left[b + \left(\frac{a \phi}{V^2}\right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} - 1}{\left(\frac{a \phi}{V^2}\right)^{1/2} \left[b + \left(\frac{a \phi}{V^2}\right)^{1/2} \right]}$$

La Planche IV.4 représente cette expression avec les valeurs $\frac{I_o^-}{I_o^+} = 1,05$ et $b \sim 6$ choisies pour que celle-ci s'identifie au mieux au rapport de compensation expérimental de la CCC 2 B N° 55 figuré Planche IV.5 .

IV.2.4 - Stabilité de la compensation - Définition du paramètre caractéristique f de la "fenêtre" ou domaine de tension à compensation inférieure à un seuil donné

La stabilité en fonction du flux gamma d'une compensation se mesure par le courant compensé Ic minimum ou le rapport de compensation C minimum qui peut être maintenu dans une gamme de flux ϕ donnée, pour une chambre donnée.

Deux phénomènes agissent sur la valeur de la stabilité :

- Le premier, responsable d'une mauvaise stabilité, se caractérise par la dépendance de la tension de compensation en fonction du flux. La variation vue précédemment est de la forme $\phi^{1/2}$.

- Le second phénomène, au contraire, permet d'atténuer plus ou moins les effets du premier suivant la chambre employée. Il s'agit de la pente plus ou moins grande du rapport C en fonction de la HT négative au voisinage de la compensation. Il est plus représentatif de l'appeler "fenêtre" ou domaine de tension à compensation inférieure à un seuil donné.

L'expérience montre que la fenêtre est plus ou moins grande suivant la chambre employée. Afin de pouvoir comparer facilement chaque chambre, il est intéressant de définir un paramètre caractéristique f de la "fenêtre" si possible indépendant de la valeur du flux gamma. L'examen du rapport C théorique permet de conclure qu'en prenant le rapport de deux tensions donnant des taux de compensation différents, le flux n'aura aucune influence.

En effet :

$$\frac{\left(\frac{a\,\phi}{V^2}\right)^{1/2} (C\ 1\ ‰)}{\left(\frac{a\,\phi}{V^2}\right)^{1/2} (C\ 2\ ‰)} \sim \frac{V\ (c\ 2\ ‰)}{V\ (c\ 1\ ‰)} \quad \text{quelque soit le flux}$$

soit par définition de f :

$$f = \frac{\text{tension de compensation}\ \ 0\ ‰}{\text{tension négative pour } C = +1\ ‰}$$

Les mesures expérimentales qui ont été effectuées ont donné les valeurs de f figurées dans le tableau ci-dessous. Ces mesures montrent que le choix de C = + 1 ‰ est préférable à C = + 5 ‰ dans la définition de f pour que celui-ci ne dépende plus du flux ϕ.

Tableau des valeurs de f expérimentales

	C ‰ \ ϕ	3 000 R/h	1 000	300	100	30 R/h
CCC 2 B n° 55	+ 5 ‰	$\frac{80}{32}$ = 2,5	$\frac{55}{22}$ = 2,5	2,9	3,7	3,5
	+ 1 ‰	1,33	1,38	1,37	1,48	1,40
CCC 2 B n° 22	+ 5 ‰	3,5	3,3	3,1		
	+ 1 ‰	1,6	1,65	1,65		
WL 6377 n° 641716	+ 1 ‰	2,1	2,4	2,1		
CCC 3 prots	+ 1 ‰	1,1	1,05	1,09	1,08	1,08

IV.2.5 - Réalisation d'une bonne stabilité - Sélection des chambres et de leur tension négative de fonctionnement

Une bonne stabilité de la compensation dans une gamme de flux donnée peut s'obtenir soit par ajustement automatique de la tension de compensation soit par l'utilisation d'une chambre de caractéristiques convenables.

Le premier procédé, qui consiste à ajuster automatiquement la tension négative d'une chambre en fonction du flux ϕ instantané pour que la compensation reste bonne, s'avère de mise en oeuvre délicate. Il nécessite en effet la connaissance de la loi de variation de la tension de compensation en fonction du flux, la reproduction électronique de cette loi et la connaissance de la valeur instantannée du flux gamma. En ce qui concerne la mesure du flux gamma, elle peut être facilement réalisée, ou par l'utilisation d'une chambre annexe, ou par la mesure du débit de la HT négative de la chambre compensée.

L'autre procédé donne une stabilité de la compensation comprise en dessous d'un certain seuil pour une gamme donnée du flux. Dans son principe il est moins bon que le précédent mais d'application beaucoup plus simple. La seule difficulté réside dans la sélection d'une chambre convenable et la détermination de sa tension de fonctionnement. Cette sélection peut s'effectuer par deux méthodes différentes qui sont exposées ci-après dans le cadre d'un problème particulier : obtenir un courant compensé inférieur à 10^{-11} A entre 1 R/h et 1 000 R/h.

- Première méthode -

Cette méthode de sélection ne comprend que des mesures expérimentales. Elle consiste à relever, pour des valeurs du flux gamma comprises entre 1 R/h et 1 000 R/h, les limites extrêmes de la tension négative fournissant une valeur absolue du courant compensé, inférieure à 10^{-11} A. Ces limites déterminent pour chaque flux un domaine de tension convenable et il suffit que, pour la gamme de flux envisagée, les domaines de tension aient tous une intersection commune pour que la chambre soit reconnue apte à l'emploi. Le tracé d'un graphique comportant, pour chaque flux, la largeur de la fenêtre ou le domaine de tension donnant un courant compensé $< 10^{-11}$ A facilite la sélection et la détermination de la tension négative à employer.

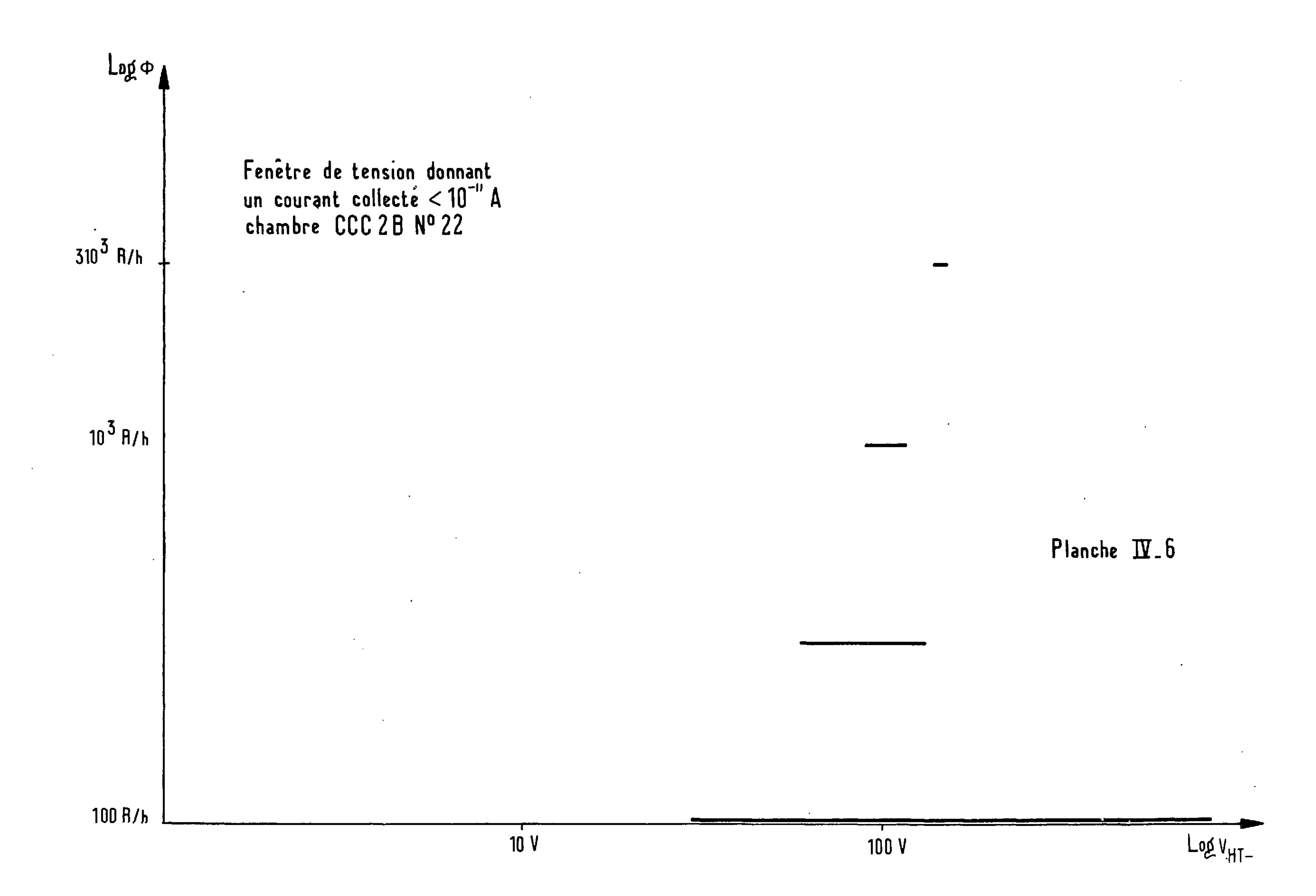
La Planche IV. 6 montre le graphique obtenu avec la chambre CCC 2 B N° 22 et permet de conclure favorablement à sa sélection pour l'utilisation envisagée.

- Deuxième méthode -

Elle consiste à déterminer expérimentalement :

1 - Le rapport des tensions de compensation extrêmes $\frac{(V_c)\ max}{(V_c)\ min}$ pour la gamme de flux gamma envisagée c'est-à-dire entre 1 R/h et 1 000 R/h.

La tension (Vc) max ne correspond pas obligatoirement au flux maximum comme le montre la figure IV. 3.


Log Φ
Fenêtre de tension donnant
un courant collecté < 10^{-11} A
chambre CCC 2B N° 22
$3\,10^3$ R/h
10^3 R/h
100 R/h
10 V
100 V
Log V_{HT-}
Planche IV_6

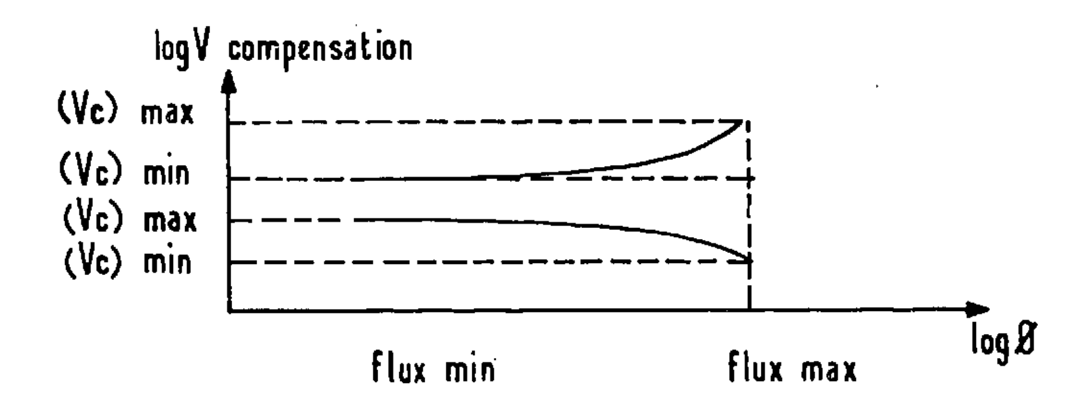


Figure IV. 3 - Variation de la tension de compensation en fonction de flux

2 - Le paramètre caractéristique f défini par :

$$f = \frac{\text{tension de compensation}}{\text{tension négative pour } C = +1\ ^{o}/_{o}}$$

Une mesure pour une seule valeur du flux est suffisante puisque f est indépendant de celui-ci. La figure IV. 4 schématise la détermination de f .

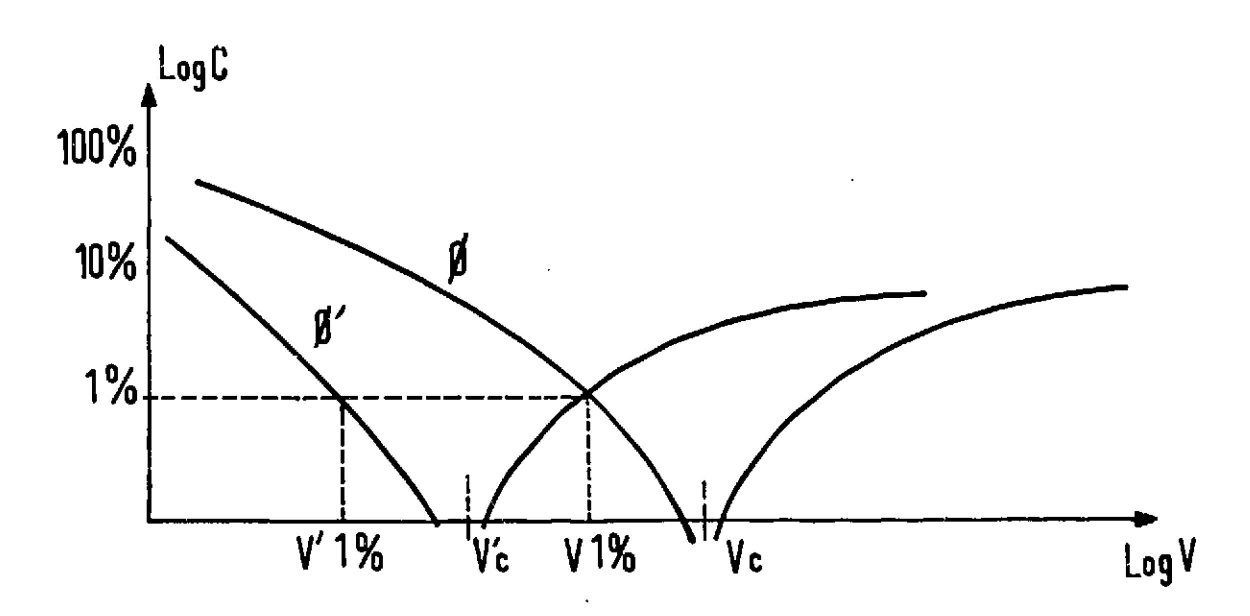


Figure IV. 4 - Détermination graphique du paramètre f

3 - Connaissant les valeurs de f et de $\frac{(Vc)\ max}{(Vc)\ min}$ il reste à effectuer le rapport :

3 - Connaissant les valeurs de f et de $\frac{(Vc)\ max}{(Vc)\ min}$ il reste à effectuer le rapport :

$$\frac{f}{\frac{(Vc)\ max}{(Vc)\ min}}$$

si ce rapport est égal à deux, cas de la figure ci-dessus, il apparaît évident qu'une stabilité de 1 °/₀ sera possible en choisissant une tension de fonctionnement égale à V 1 °/₀ c'est-à-dire à la moyenne géométrique entre Vc et V'c . Si ce rapport est égal à l'unité, une stabilité de 0,3 °/₀ pourra être atteinte.

Dans le cas du problème posé précédemment où il s'agit d'obtenir un courant collecté inférieur à 10^{-11} A quelque soit le flux, le rapport de compensation correspondant passe de 10^{-3} à l'unité entre 1 000 R/h et 1 R/h . L'expérience montre que le problème est soluble pour les chambres ayant un rapport $\frac{f}{\frac{(Vc)\ max}{(Vc)\ min}}$ égal à l'unité. La tension de fonctionnement à employer est celle qui réalise la compensation pour le flux maximum soit 1 000 R/h. Pour cette valeur le rapport de compensation est en effet le plus faible.

Le tableau suivant résume les opérations à effectuer avec cette méthode :

	Chambres	CCC 2 B N° 22	CCC 2 B N° 55	WL N° 641 716
	f	1,6	1,35	2,2
1 à 1 000 R/h	(Vc) max	100 V	57 V	45 V
	(Vc) min	70 V	40 V	23 V
	$\frac{f}{\frac{(Vc)\ max}{(Vc)\ min}}$	$\frac{1,6}{1,43}$ = 1,12	$\frac{1,35}{1,43}$ = 0,94	$\frac{2,2}{1,95}$ = 1,13
1 à 3 000 R/h	$\frac{f}{\frac{(Vc)\ max}{(Vc)\ min}}$	$\frac{1,6}{2}$ = 0,8	$\frac{1,35}{2,05}$ = 0,66	$\frac{2,2}{2,5}$ = 0,88

Entre 1 R/h et 1 000 R/h la chambre CCC 2 B N° 55 ne convient pas effectivement.

Entre 1 R/h et 3 000 R/h aucune chambre ne convient, le rapport étant inférieur à l'unité.

IV. 2. 6 - Influence des épreuves mécaniques, thermiques et d'irradiation longue durée sur la compensation

IV. 2. 6. 1 - Mécanique

- Comprend des vibrations transversales, fréquence 30 Hz, durée 1 heure, amplitude double 2 mm (crête à crête).
- Chambres soumises :

3 x CCC2 B, 1 x CC5, 1 x CCC3 prototype, 1 x WL 6377

- Aucune modification du fonctionnement n'est apparue après cette épreuve sur aucune chambre.

IV. 2. 6. 2 - Thermique

- Comprend 4 cycles entre 20°C et 70°C, durée 2 heures à 20°C, 2 heures à 70°C.
- Chambres soumises : même que précédemment.
- Aucune modification du fonctionnement n'est apparue sur aucune chambre.

IV. 2. 6. 3 - Irradiations longue durée

- Ont consisté à soumettre deux chambres aux flux intenses de neutrons et de gamma de la pile Mélusine (C.E.N. Grenoble).

CCC 2 B N° 55 - trou N° 89

- Flux instantané : neutrons 4.10^{11} n.V et gammas $2,25.10^{7}$ Rep/h.
- Flux intégré : neutrons $1,08.10^{17}$ n.v.t. et gammas $1,69.10^{9}$ Rep.

CC 5 N° 61 - trou N° 99

- Flux instantané : neutrons $1,4.10^{11}$ n.V et gammas $1,48.10^{7}$ Rep/h.
- Flux intégré : neutrons $6,9.10^{16}$ n.v.t. et gammas $2,18.10^{9}$ Rep.

Aussitôt après cette irradiation, les chambres sont fortement activées. Les tensions de compensation se trouvant modifiées vers de plus faibles valeurs comparativement aux essais faits avant irradiation. La cause de cette modification n'apparaît pas clairement, elle peut être due soit à une répartition du flux gamma différente, soit à une détérioration des isolements.

Après deux mois de désactivation, les tensions de compensation se rapprochent sensiblement de leurs valeurs normales mais ne se confondent pas à celles-ci.

IV. 2. 7 - Sensibilité neutronique des chambres

IV. 2. 7. 1 - Appareillages et caractéristiques du flux de neutrons thermiques

- Amplificateur et préamplificateur à courant continu
  Préamplificateur éloigné de la source.
- Production de neutrons par l'irradiateur du C.E.N. Grenoble fournissant un flux de l'ordre de 8.10^{4} $n.cm^{-2}.s^{-1}$ diminué de 5 à 10 °/₀ à cause de la présence de la chambre.
- Flux homogène sur toute la longueur de la chambre et admis à $7,4.10^{4}$ $n.cm^{-2}.s^{-1}$ dans les calculs de sensibilité.

IV. 2. 7. 2 - Mesures

Lors des mesures il y a toujours une des deux tensions reliée à la masse. Une tension de 300 V est largement suffisante pour qu'il y ait saturation.

	HT^{+} = 300 V (HT^{-} = masse)		HT^{-} = 300 V (HT^{+}=masse)
	I collecté	Sensibilité	I collecté
CCC 2 B N° 55	$1,9 . 10^{-9}$ A	$2,54 . 10^{-14}$	$5,4 . 10^{-11}$ A
CC5 N° 61	$1,8 . 10^{-9}$ A	$2,4 . 10^{-14}$	$4,3 . 10^{-10}$ A
CCC 2B N° 97	$1,8 . 10^{-9}$ A	$2,4 . 10^{-14}$	$5,8 . 10^{-11}$ A
CCC 3	$1,4 . 10^{-9}$ A	$1,87 . 10^{-14}$	$7 . 10^{-11}$ A
CCC 2 B N° 101	$1,8 . 10^{-9}$ A	$2,4 . 10^{-14}$	$6 . 10^{-11}$ A
CC5 N° 63	$1,6 . 10^{-9}$ A	$2,1 . 10^{-14}$	$1 . 10^{-10}$ A

Les épreuves mécaniques et thermiques n'ont aucune action sur la sensibilité aux neutrons thermiques.

L'épreuve d'irradiation longue durée effectuée sur les chambres CCC 2 B N° 55 et CC 5 N° 61 a engendré une très légère modification de la sensibilité.

Sensibilité A/n/cm²/S — Chambres	Avant irradiation	Après irradiation longue durée
CCC 2 B N° 55	$2,54 . 10^{-14}$	$2,14 . 10^{-14}$
CC 5 N° 61	$2,40 . 10^{-14}$	$2,26 . 10^{-14}$

IV. 3 - Etude théorique des deux autres procédés de compensation

IV. 3. 1 - Compensation du rayonnement gamma par multiplication

Le réglage de la compensation s'effectue toujours par action sur le volume négatif. C'est dans ce volume que la multiplication des ions est créée. Le courant négatif obtenu s'écrit :

$$i^- = M . I_o^-$$

M s'appelle le facteur de multiplication. Il est indépendant du flux de rayonnement jusqu'à des valeurs très élevées de celui-ci correspondant à l'apparition d'une charge d'espace appréciable. En conséquence le courant $\bar{i}$ reste bien proportionnel au flux ce qui confère au procédé un net avantage sur la compensation par recombinaison.

D'une façon générale, la compensation a lieu lorsque la somme suivante est nulle, en présence d'un flux gamma uniquement :

$$i^+ + i^- + if = 0$$

avec :

$i^+ = I_o^+ = K^+ \phi$	: courant saturé du volume positif
$i^- = - MI_o^-$	: courant négatif
$I_o^- = K^- \phi$	: courant saturé du volume négatif
ϕ	: intensité du flux de rayonnement gamma
if	: courant de fuite éventuel, constant
K^+, K^-	: sensibilité des volumes au flux gamma.

La somme précédente donne :

$$M = \frac{I_o^+}{I_o^-} + \frac{if}{I_o^-} = \frac{K^+}{K^-} + \frac{if}{K^- \phi}$$

Le facteur de multiplication M dépend du champ électrique donc de la tension négative appliquée. La valeur de la tension permettant de réaliser l'égalité ci-dessus s'appelle tension de compensation.

En théorie, M s'écrit :

$$M = \frac{N}{No} = \exp\left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha\,(r)\,.\,dr\right]$$

avec α (r) : nombre moyen de paires d'ions créées par cm de parcours ou premier coefficient de TOWNSEND.

Or pour réaliser une telle compensation la valeur du facteur M devra être comprise entre 1 et 1,3. En effet, modifier le courant négatif saturé I_o^- au maximum d'un facteur 1,3 revient à corriger une inégalité maximum de 23 °/₀ entre les deux volumes. En construction mécanique une meilleure précision s'obtient facilement. Mais il est nécessaire, pour que le réglage soit possible, que le volume négatif reste inférieur au volume positif.

En conséquence, M restant voisin de l'unité, il s'ensuit :

$$M \# 1 + \int_{r_1}^{r_2} \alpha\,(r)\,dr$$

α (r) dépend du champ électrique appliqué. Son expression théorique diffère suivant les auteurs et s'applique surtout pour les valeurs élevées de M . Dans le cas présent où M varie peu l'approximation suivante n'est pas exagérée :

$$M \# 1 + \frac{V}{V_M}$$

V_M étant une valeur définie expérimentalement.

La tension de compensation recherchée (Vc) s'écrit finalement :

$$\frac{Vc}{V_M} = \frac{K^+}{K^-} - 1 + \frac{if}{K^- \phi}$$

$$\boxed{\frac{Vc}{V_M} = (\frac{K^+}{K^-} - 1) + \frac{\phi_o}{\phi}}$$

avec $\phi o = \frac{if}{K^-}$

La variation de Vc en fonction du flux ϕ est représenté sur la figure IV. 5.

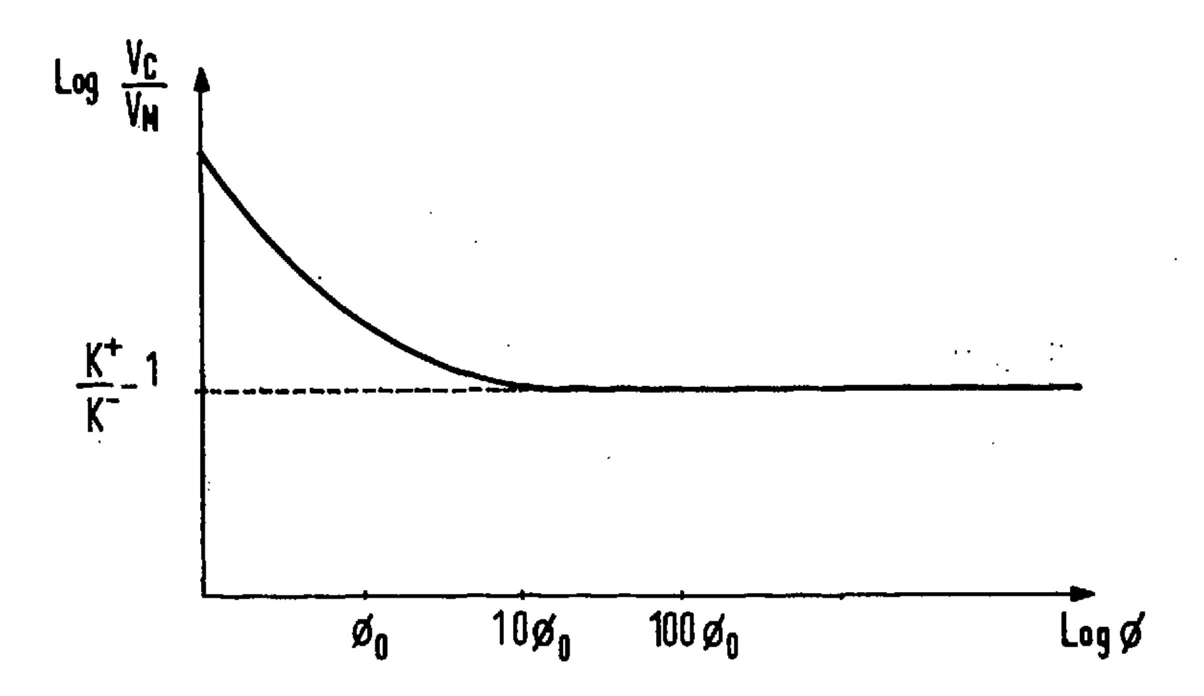


Figure IV. 5 - Variation théorique de la tension de compensation Vc en fonction du flux

Pour les valeurs du flux ϕ supérieures à environ 10 Φ_0 la tension de compensation est constante. Le terme ϕo peut être réduite à une valeur faible et en dessous du domaine d'utilisation par action sur if et K^-.

Le rapport de compensation s'écrit :

$$C = \frac{Ic}{I_o^+} = I - \frac{i^-}{I_o^+} + \frac{if}{I_o^+}$$

$$\boxed{C = (1 + \frac{if}{K^+ \phi} - \frac{K^-}{K^+}) - \frac{K^- V}{K^+ V_M}}$$

d'où l'allure suivante de C en fonction de la tension négative.

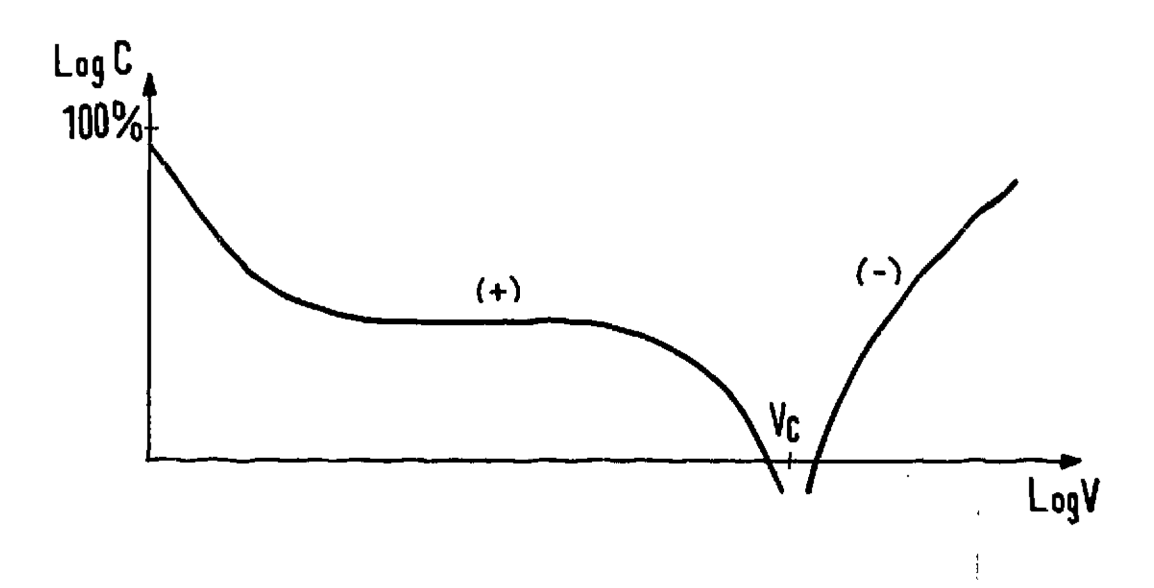


Figure IV.6 - Variation théorique du rapport de compensation C en fonction du flux

IV. 3. 2 - Compensation du rayonnement gamma par variation du volume négatif

Un petit volume négatif de réglage crée une augmentation de volume relative $m = \frac{\Delta v^-}{v^-}$. En conséquence le courant négatif devient $i^- = I_o^- (1 + m)$, I_o^- étant le courant négatif initial. Les équations de ce mécanisme ressemblent à celles du cas précédent dans lesquelles le facteur M serait remplacé par $(1 + m)$.

En conclusion, la théorie de la compensation par multiplication est applicable à ce cas pour lequel il suffit de remplacer M par $(1 + m)$.

IV. 3. 3 - Comparaison entre la compensation par recombinaison et la compensation par multiplication

Elles s'effectuent toutes les deux par réglage électrique.

La stabilité en fonction du flux ϕ de la compensation par multiplication semble bien meilleure que celle par recombinaison où une variation en $\phi^{1/2}$ intervient.

La réalisation mécanique de la multiplication paraît être simple.

CHAPITRE V

FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES SOUS TENSION D'ALIMENTATION ALTERNATIVE

V.1 - Introduction - Historique

Dans une chambre d'ionisation à électrodes planes d'espacement d , alimentée avec une tension continue V_o le courant collecté suit la loi approximative :

$$I = \frac{2 I_o}{1 + \left[1 + \frac{\delta I_o}{V_o^2} \right]^{1/2}}$$

avec :

$$\delta = \frac{d^3 \beta_i}{e \mu^+ \mu_i^- S_o} \left(\alpha + (1 - \alpha) \frac{\beta_e}{\beta_i} \frac{\mu_i^-}{\mu_e^-} \right)$$

avec

μ_e^- , μ_i^- : mobilité des électrons et des ions négatifs

β_e , β_i : coefficient de recombinaison ions $^+$ et électrons, ions $^+$ et ions $^-$

α : coefficient moyen d'attachement des électrons pendant le parcours interélectrode.

Depuis longtemps déjà il est venu à l'esprit de différents auteurs d'alimenter les chambres d'ionisation avec une tension alternative afin d'obtenir un signal modulé dont la mesure ne soit plus tributaire d'une stabilité des niveaux continus. Ces mêmes auteurs ont remarqué expérimentalement une sorte de saturation du courant pour une amplitude de la tension suffisamment élevée, tandis que pour des amplitudes plus faibles apparaissait une proportionnalité entre le courant et cette tension. Aussi il parut logique d'assimiler le fonctionnement en alimentation alternative au fonctionnement en continu / 15/ et / 16 /.

En réalité, si les résultats se confondent pour une fréquence très faible, ils sont très différents pour des fréquences plus élevées où apparaît un phénomène d'amplification très important par accumulation des charges. Les conditions maximales d'amplification sont précisées dans la théorie qui suit.

V.2 - Etude théorique

Dans le but de faciliter les calculs la théorie qui suit suppose une chambre à électrodes planes alimentée par une tension alternative de forme rectangulaire et soumise à un flux de rayonnement constant produisant dans le gaz n_o paires d'ions $cm^{-3}\ s^{-1}$. Ensuite, les résultats seront étendus facilement au cas d'alimentation par une tension sinusoïdale.

Le courant obtenu sans aucune ionisation du gaz est dû à la capacité de la chambre (et celui généralement négligeable dû à la résistance d'isolement de l'électrode de collection par rapport à l'électrode haute tension).Ce courant capacitif ne dépend pas du flux ionisant (en pratique, il peut masquer le courant dépendant du flux, surtout lorsque celui-ci est faible) et il est nécessaire de faire une compensation par capacité auxiliaire.

En présence d'un flux de rayonnement ionisant le courant induit par le mouvement des ions et des électrons créés dans le gaz permet une mesure de l'intensité de ce flux. La détermination de la densité d'ionisation n (x,t) en chaque point de la chambre et à chaque instant, et finalement le calcul de la valeur de ce courant induit, fait l'objet de cette théorie simplifiée.

V.2.1 - Valeur instantanée de la densité des charges dans le cas d'un échelon de tension

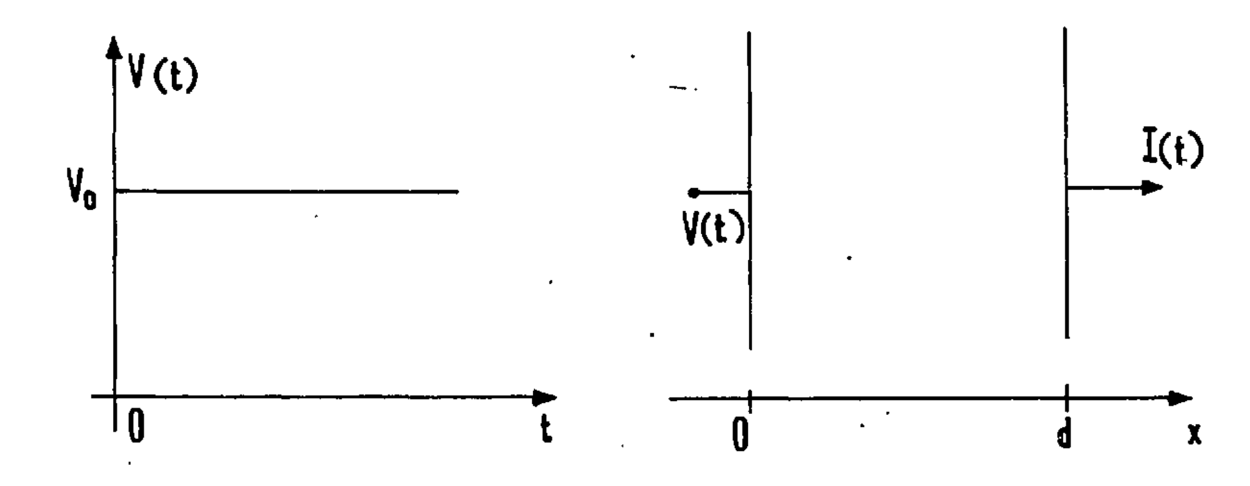


Figure V.1 - Schématisation des hypothèses électriques et géométriques

La recombinaison, la diffusion et l'effet de charge d'espace étant supposés négligeables, l'équation de conservation des particules chargées s'écrit :

$$\frac{\delta\, n\,(x,y,z,t)}{\delta\, t} = n_o - \text{div}\left[n\ (x,y,z,t)\ w\ (x,y,z,t) \right]$$

avec :

n (x,y,z,t) : densité des charges + ou -

n_o : intensité d'ionisation constante

$w = \frac{\mu V}{d}$: vitesse de déplacement des charges

V : tension d'alimentation dépendant du temps dans ce cas.

Dans le cas présent d'une géométrie avec symétrie par rapport à Ox (figure V.1) :

$$\frac{\delta\, n\,(x,t)}{\delta\, t} = n_o - \frac{\delta\, n\,(x,t)\ .\ W_o\,(t)}{\delta\ x}$$

Il faut alors remarquer que, par hypothèse, le flux reste constant et que la tension est la seule variable fonction du temps, ce qui s'exprime également par une mobilité dépendant du temps W_o (t). Mais dans le cas étudié ici, la résolution du problème est simplifiée par une variation en échelon ce qui permet d'écrire :

$$W_o\,(t) = W_o \times u\,(t) \qquad (u\,(t) = \text{fonction échelon})$$

d'où :

$$\frac{\delta\, n\,(x,t)}{\delta\, t} = n_o - W_o\ \frac{\delta\, n\,(x,t)\ u\,(t)}{\delta\ x}$$

et en utilisant la transformation de Laplace sur la variable temps :

$$p\, n\,(p,x) - N\,(0,x) = \frac{n_o}{p} - W_o\ .\ \frac{\delta\, n\,(p,x)}{\delta\, x}$$

Or N (0,x) est supposé nul, la recombinaison intervenant au maximum lorsque la tension appliquée est nulle

$$n\,(p,x) - \frac{n_o}{p^2} = -\frac{W_o}{p}\ \frac{\delta\, n\,(p,x)}{\delta\, x}$$

D'où :

$$n\,(p,x) = \frac{n_o}{p^2}\left[1 - e^{-\frac{p}{W_o}\,x} \right]$$

L'objet de n (p, x) est : [avec u (t) = fonction échelon]

$$n(t,x) = n_o \left[t \, . \, u(t) - \left(t - \frac{x}{w}\right) . \, u\left(t - \frac{x}{w}\right) \right]$$

Vérification :

$$\lim_{t \to \infty} n(t,x) = \lim_{p \to o} p \, . \, n(p,x) = \frac{n_o \, x}{w_o}$$

qui est bien la densité des charges en tension continue.

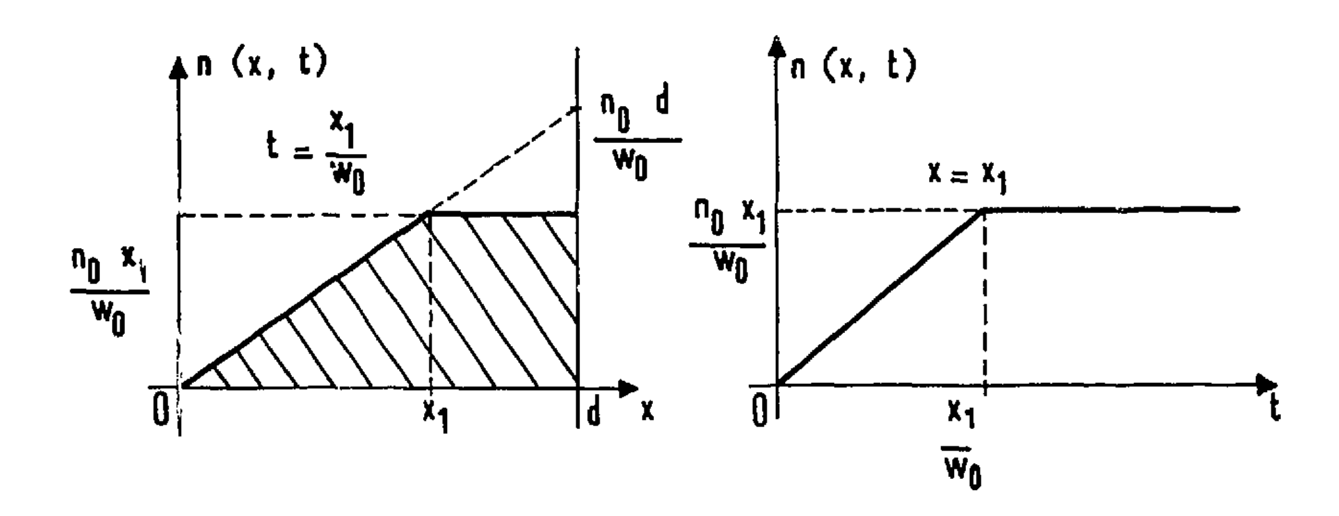


Figure V.2 - Configuration de la densité des charges dans l'espace et dans le temps

Calcul du courant induit :

$$i^+(t) = \frac{e}{V_o} \int_o^d j^+(x,t) \, . \, E(x,t) \, . \, dx$$

E : champ électrique.

$$i^+(t) = \frac{e}{V_o} \times \mu^+ \left(\frac{V_o}{d}\right)^2 \int_o^d n^+(x,t) \, . \, dx$$

Tout calcul fait, il vient :

$$i^+(t) = e \, n_o \, d \quad \frac{w_o^+}{d} \left[\left(t - \frac{w_o^+ \, t^2}{2 \, d}\right) u\left(d - w_o^+ t\right) + \frac{d}{2 \, w_o^+} \; u\left(w_o + t - d\right) \right]$$

En régime permanent $i^+(t) = \frac{I_o}{2} = \frac{e \, n_o \, d}{2}$

$$i^{+}(t) = I_o \frac{w_o^{+}}{d} \left[(t - \frac{w_o^{+} t^2}{2 d}) u (d - w_o^{+} . t) + \frac{d}{2 w_o^{+}} u (w_o^{+} t - d) \right]$$

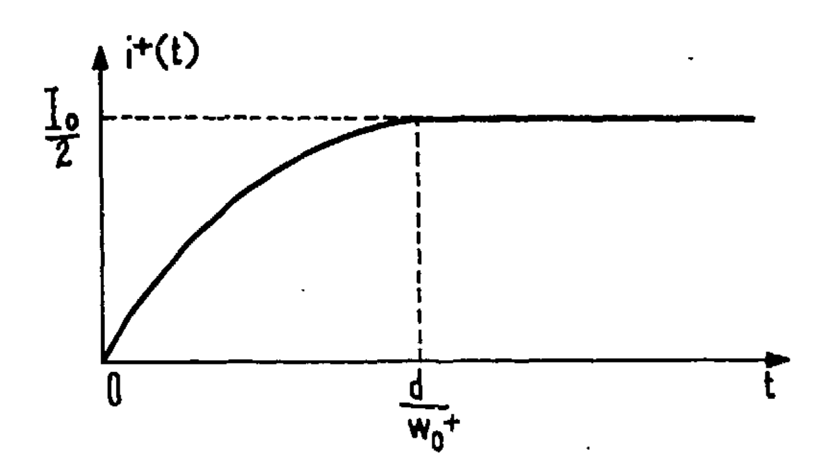


Figure V.3 - Variation du courant induit dû aux charges positives en fonction du temps

Il en est de même pour $i^{-}(t)$ avec une mobilité μ^{-} différente :

$$w_o^{-} = \mu^{-} \frac{V_o}{d}$$

V.2.2 - Alimentation par une tension alternative de forme rectangulaire de période T $> \frac{2 d}{w_o}$

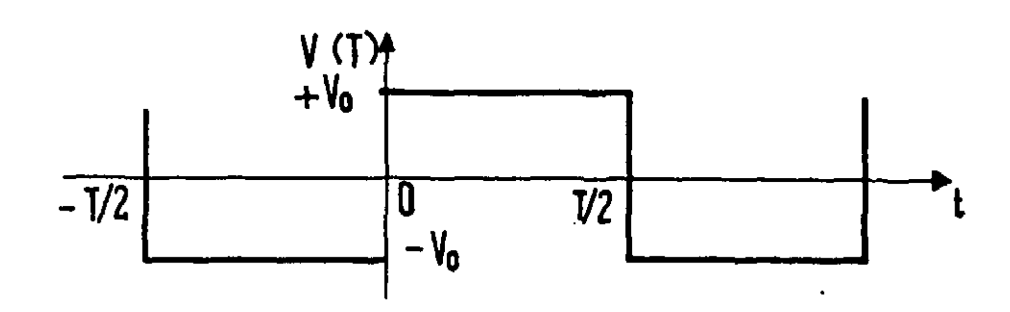


Figure V.4 - Forme de la tension d'alimentation

La transformée de Laplace de l'équation de conservation s'écrit :

(1) $$p \cdot n(p,x) - N(0,x) = \frac{n_o}{p} - w_o \frac{\delta n(p,x)}{\delta x}$$

Dont la solution générale peut se formuler :

$$n(p,x) = \frac{n_o}{p^2}\left[1 - e^{\frac{p}{w_o}x}\right] + A(p,x)\, e^{-\frac{p}{w_o}x}$$

avec :

$$A(p,x) = \int_o^x \frac{N(0,x)}{w_o}\, e^{+\frac{p}{w_o}x}\, dx + \text{cte}$$

La constante est déterminée par :

$$\underset{t=0}{n(t,x)} = N(0,x) = \lim_{p \to \infty} p \,.\, n(p,x)$$

Entre t = - T/2 et t = 0 le sens et la valeur du champ électrique sont supposés tels que représentés par la figure suivante :

pour t = 0 et $T/2 > \frac{d}{w_o}$

$$n(t,x) = N(0,x) = \frac{n_o}{w_o}(d - x)\left[u(x) - u(x - d)\right]$$

D'où :

$$A(p,x) = \int_o^x \frac{n_o}{w_o^2}(d - x)\, e^{+\frac{p}{w_o}x}\left[u(x) - u(x - d)\right] dx$$

$$A(p,x) = \frac{n_o d}{w_o p}\left[e^{\frac{p}{w_o}x} - 1\right] - \frac{n_o x}{w_o p}\, e^{+\frac{p}{w_o}x} + \frac{n_o}{p^2}\left[e^{+\frac{p}{w_o}x} - 1\right]$$

$$n(p,x) = \frac{n_o}{p^2}\left[1 - e^{-\frac{p}{w_o}x}\right] + \frac{n_o d}{w_o p}\left[1 - e^{-\frac{p}{w_o}x}\right] - \frac{n_o x}{w_o p} + \frac{n_o}{p^2}\left[1 - e^{-\frac{p}{w_o}x}\right]$$

Et alors :

$$n(t,x) = 2 n_o\left[t \,.\, u(t) - \left(t - \frac{x}{w_o}\right) u\left(t - \frac{x}{w_o}\right)\right] + \frac{n_o(d - x)}{w_o}\, u(t) - \frac{n_o d}{w_o}\, u\left(t - \frac{x}{w_o}\right)$$

$$n(t,x) = \left[n_o t + \frac{n_o d}{w_o} + n_o (t - \frac{x}{w_o}) \right] \left[u(t) - u(t - \frac{x}{w_o}) \right] + \frac{n_o x}{w_o} u(t - \frac{x}{w_o})$$

Ce résultat est évident comme le montre la figure V.5 suivante :

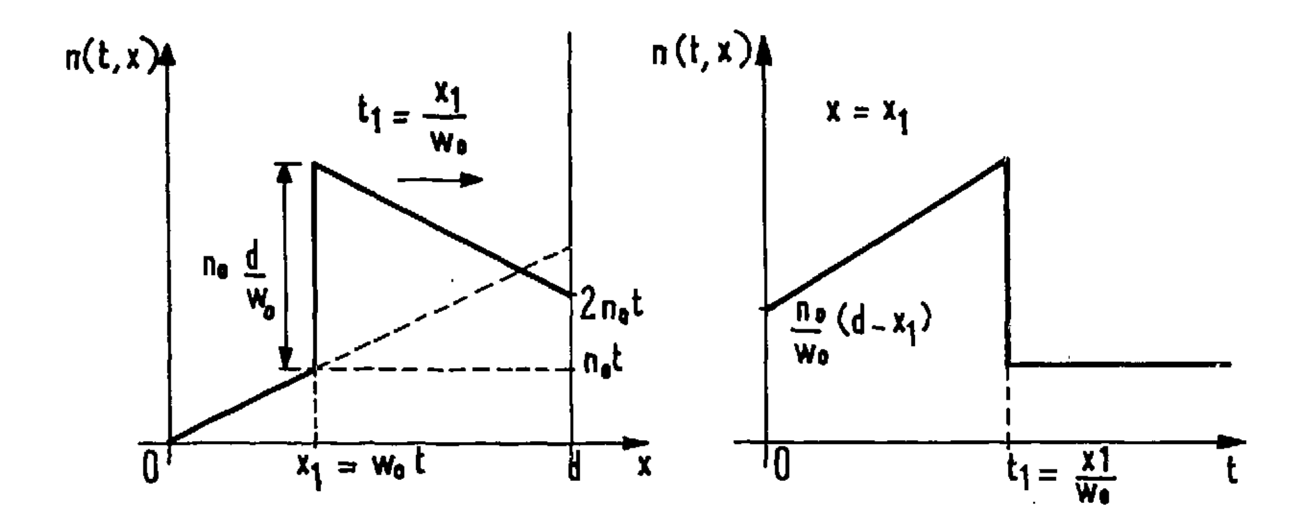


Figure V.5 - Configuration de la densité des charges dans l'espace et dans le temps

Courant induit recueilli :

$$i(t) = \frac{e}{V_o} \int \left[j^+(x,t) + j^-(x,t) \right] . E(x,t)\, dx$$

$$E(x,t) = \frac{V_o}{d} \quad : \text{champ électrique}$$

$i^+(t)$ celui dû aux charges (+) a pour expression :

$$i^+(t) = \frac{e}{V_o} \int j^+(x,t) . E\, dx$$

$$j^+ = n^+ W_o^+ = n^+ \mu^+ \frac{V_o}{d}$$

$$i^+(t) = \frac{e\, \mu^+ V_o}{d^2} \int_o^d n^+(x,t)\, dx$$

Avec l'expression de n (x,t) ci-dessus, il vient :

$$i^{+}(t) = \frac{e V_o \mu^{+}}{d^2} \left[\left(\frac{n_o d}{w_o} + n_o t\right)(d - w_o t) - \frac{n_o}{2 w_o}(d - w_o t)^2 + \frac{n_o w_o t^2}{2} \right] u\,(d - w_o t)$$

$$+ \frac{e V_o \mu^{+}}{d^2} \quad \frac{n_o d^2}{2 w_o} \, . \, u\,(w_o \, . \, t - d)$$

$$i^{+}(t) = \frac{e n_o d}{2} \left(1 + \frac{2 w_o t}{d} - \frac{2 w_o^2 t^2}{d^2}\right) u\,(d - w_o t) + \frac{e n_o d}{2} u\,(w_o t - d)$$

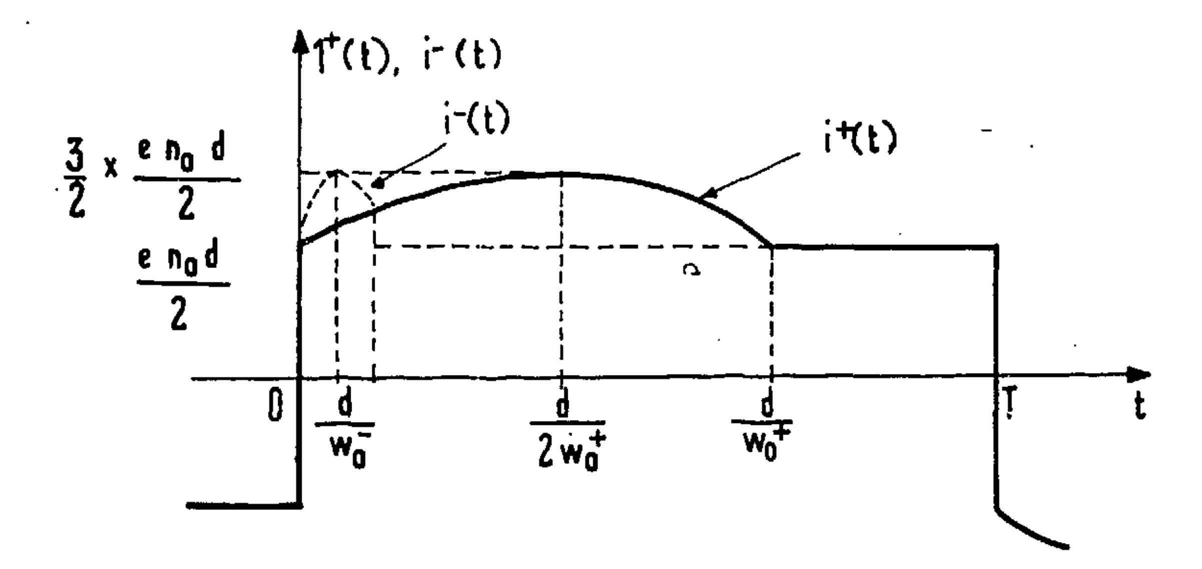


Figure V.6 - Variation du courant induit en fonction du temps

Le courant total induit est la somme de $i^{+}(t)$ et de $i^{-}(t)$. Suivant la valeur des mobilités μ^{+} et μ^{-} il apparaît deux pics plus ou moins confondus. De toute façon le palier de saturation $\frac{e n_o d}{2}$ est atteint instantanément en théorie à chaque commutation de la tension (figure V.6).

Pour les deux sortes de charges, le courant maximum est atteint au temps

$$t = \frac{d}{2 w_o^{+}} \quad \text{ou} \quad t = \frac{d}{2 w_o^{-}}$$

respectivement et a pour valeur :

$$i^{\pm}_{\text{crête}} = \frac{3}{2} \, i^{\pm}_{\text{saturation}}$$

Expérimentalement ces pics ont été observés par différents auteurs. Il serait facile de montrer que l'adjonction d'une tension continue à la tension alternative d'alimentation ne modifie que légèrement la valeur de ce pic.

V.2.3 - Alimentation par une tension alternative de forme rectangulaire de période $T < \frac{2d}{w_o}$

Ce cas étant plus compliqué à mettre en équation, il sera résolu plus simplement d'une façon graphique par superposition des états.

Soit une tension alternative commençant à l'instant t = o :

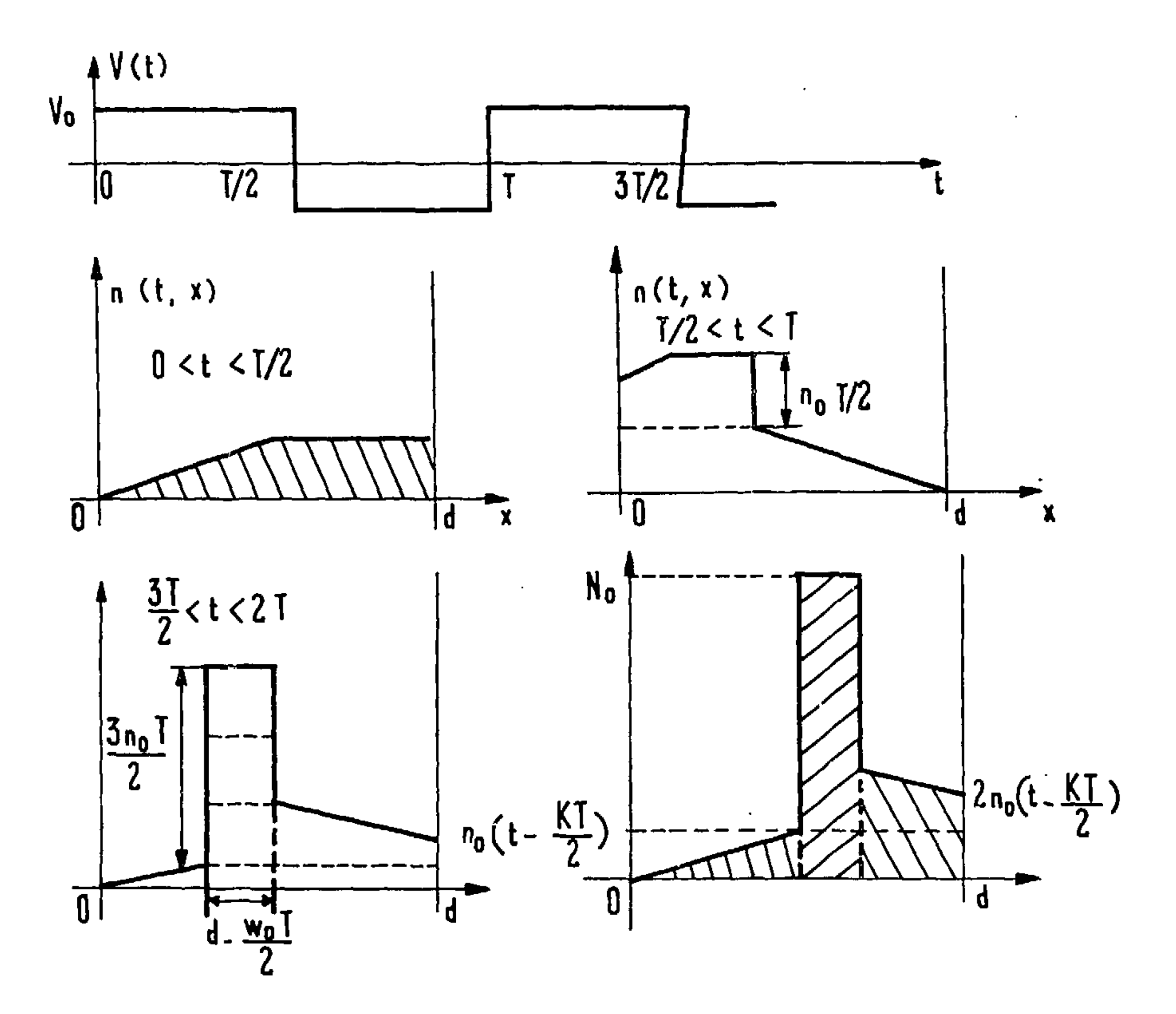


Figure V.7 - Représentation de la densité des charges dans l'espace interélectrode à différents instants.

Il apparaît une accumulation des charges. Cette accumulation peut se produire pour les deux sortes de charges, simultanément ou non, suivant que les mobilités sont de même valeur ou non.

Cependant cette densité de charges ne peut croître indéfiniment. Elle atteindra une valeur d'équilibre N_o par l'apparition de pertes dues à la recombinaison ou à la diffusion. Figure V.7.

En supposant que n (x,t) ait une forme idéalisée en créneau comme ci-dessus et de maximum constant N_o, il est possible de calculer le courant induit recueilli $i^+ (t)$ ou $i^- (t)$:

$$i^+ (t) = \frac{e \mu^+ V_o}{d^2} \int_o^d n^+ (x,t)\, dx$$

$$i^+ (t) = e \frac{\mu^+ V_o}{d^2} N_o \left(d - \frac{w_o^+ T}{2}\right)$$

$$+ e \frac{\mu^+ V_o}{d^2} \frac{n_o w_o^+}{2} \left[\left(\frac{T}{2}\right)^2 + T \left(t - \frac{kT}{2}\right) - 2 \left(t - \frac{kT}{2}\right)^2 \right]$$

$i^+ (t)$ se compose donc de la somme des deux courants respectivement dus à l'accumulation i^+_A et à la conduction (i_e^+) . Figure V.8.

$i^+ (t) = i_A^+ (t) + i_C^+ (t)$ et ce courant $i^+ (t)$ est en phase avec la tension.

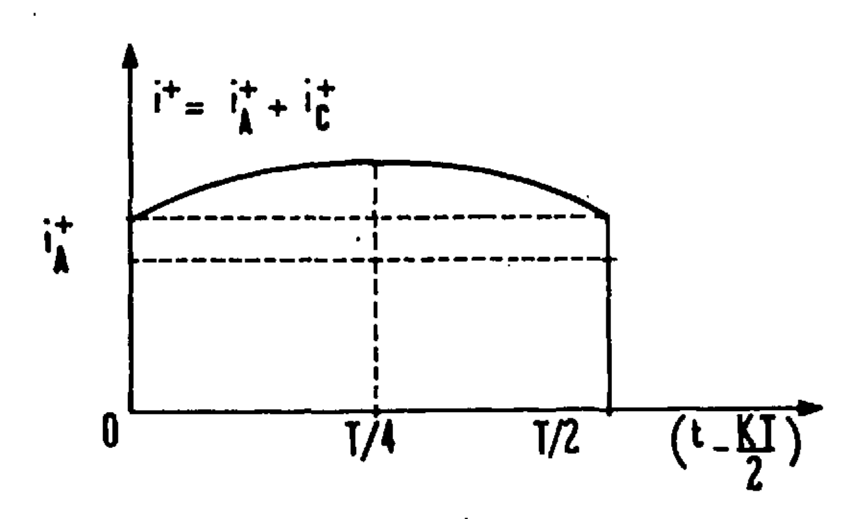


Figure V.8 - Variation du courant collecté en fonction du temps

La valeur crête de i^+ a donc pour valeur, $\left(t - \frac{kT}{2}\right) = T/4$:

$$i^+ \text{crête} = e \frac{\mu^+ V_o}{d} N_o \left(1 - \frac{\mu^+ V_o}{2 d^2 f}\right) + \frac{3}{8} \frac{e\, n_o\, d}{2} \left(\frac{\mu^+ V_o}{d^2 f}\right)^2$$

avec $f = \frac{1}{T}$

ou encore :

$$i^+_{crête} = e\, N_o \frac{\mu^+ V_o}{d} \left(1 - \frac{V_o}{2\, a^+}\right) + \frac{3}{8} \frac{e\, n_o\, d}{2} \left(\frac{V_o}{a^+}\right)^2$$

$$\text{avec} \quad a^+ = \frac{d^2 f}{\mu +}$$

Il faut remarquer que l'égalité $V_o = 2\, a^+ = 2 \frac{d^2 f}{\mu +} = \frac{2\, d^2}{\mu^+ T}$ correspond à la frontière entre les deux domaines de fonctionnement $T = \frac{2\, d}{w_o}$.

La valeur crête du courant i^+ dépend de la valeur de la tension d'alimentation V_o comme le montre la courbe théorique, Planche V. 1. page 127.

L'expression du courant total, somme de i^+ et de i^- dépend beaucoup de la valeur des mobilités μ^+ et μ^- puisque la condition $T < \frac{2\, d}{w_o}$ peut être justifiée simultanément ou non, Planche V. 3. page 129.

V. 2. 4 - Avec une tension d'alimentation sinusoïdale de valeur crête V_o

L'expression littérale du courant induit est semblable à celle précédemment trouvée.

La condition $T < \frac{2\, d}{w_o}$ devient :

$$\text{distance parcourue pendant } T/2 = \int_o^{T/2} \frac{\mu V_o \sin w\, t}{d} \, . \, dt < d$$

soit :

$$\frac{2\, \mu V_o}{\omega\, d} < d \quad \text{où} \quad T < \frac{d^2\, \pi}{\mu V_o}$$

d'où la nouvelle valeur de ;

$$a = \frac{\pi}{2} \quad \frac{d^2 f}{\mu}$$

En supposant un paquet de charges N_o le courant induit s'écrit :

$$i(t) = \frac{e}{V_o \sin \omega t} \int_o^d n(x,t) \frac{\mu V_o}{d} \sin \omega t \frac{V_o \sin \omega t}{d} dx$$

$$\approx e N_o \frac{\mu V_o \sin \omega t}{d} \left(1 - \frac{\mu V_o}{\pi d^2 f}\right)$$

$$i(t) \approx e N_o \frac{\mu V_o \sin \omega t}{d} \left(1 - \frac{V_o}{2a}\right)$$

Le courant recueilli est toujours en phase avec la tension.

Il n'est tenu compte ici que du courant induit par l'accumulation des charges. Il faut y ajouter le courant de conduction. La densité des charges en transit pendant le début d'un cycle a l'allure suivante, figure V. 9 :

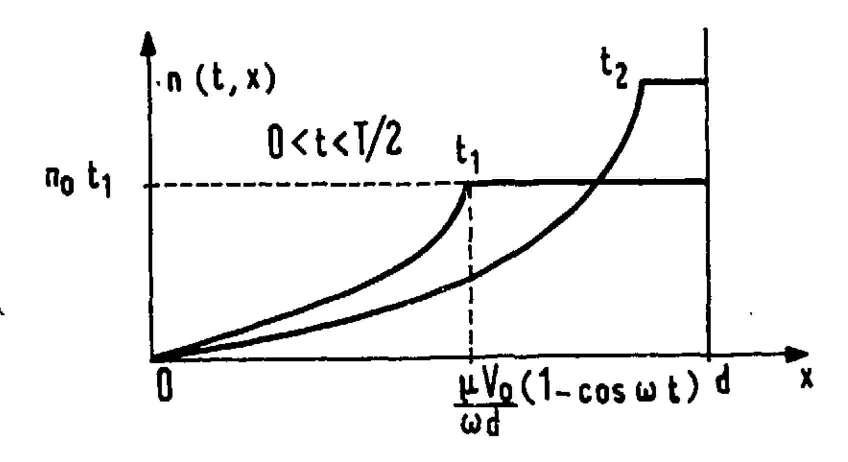


Figure V. 9 - Représentation de la densité des charges dans l'espace interélectrode.

On pourrait montrer que la valeur crête du courant total induit recueilli a la même expression que celle précédemment trouvée dans le cas d'une tension en créneau à condition de prendre pour valeur de a :

$$a = \frac{\pi}{2} \frac{d^2 f}{\mu}$$

Remarque :

L'adjonction d'une tension continue à la tension alternative d'alimentation a pour effet de diminuer, voire annuler, l'accumulation des charges et, en conséquence, l'effet d'amplification.

V. 3 - Facteur de multiplication du courant

V. 3. 1 - Définition

Le courant induit produit par les charges accumulées peut être beaucoup plus important que celui recueilli en régime de saturation, notamment si la tension V_o = a (Planche V. 1).

Aussi peut-on dire qu'une chambre d'ionisation est un détecteur dont une partie de la transmittance, rapport du courant recueilli sur le nombre total de charges créées par seconde, peut être beaucoup plus grande que l'unité. Il y a réellement amplification puisque la puissance recueillie, venant de l'alimentation, est commandée par une puissance beaucoup plus petite reçue du rayonnement ionisant.

Par définition, le facteur de multiplication K du gain en courant, est le rapport du courant crête maximum dû à une seule sorte de charges sur le courant continu total obtenu pour un même flux ionisant.

Ainsi en régime de multiplication et pour les charges (+)

$$K^+ = \frac{i^+ max}{e\, n_o\, d} = \frac{N_o^+}{n_o} \quad \frac{\mu^+ V_o}{d^2} \times \frac{1}{2} + \frac{3}{16}$$

$$\boxed{K^+ \# \frac{1}{2} \quad \frac{N_o^+}{n_o} \quad . \; f}$$

Idem pour les charges (-).

Le courant crête recueilli s'écrit :

$$I = (K^+ + K^-)\, I_o$$

I_o étant le courant continu $I_o = e\, n_o\, d$.

Vis-à-vis de la grandeur d'entrée qui est toujours le flux, on peut aussi remarquer que, en augmentant le gain de l'ensemble, le temps de réponse a été sensiblement augmenté et vaut approximativement $\frac{N_o}{n_o f}$; en alimentation continue il est de l'ordre de $\frac{d^2}{\mu V_o} = \frac{1}{f}$. Le produit gain - bande passante reste constant.

V. 3. 2 - Valeur du rapport $\frac{N_o}{n_o}$

- Pertes dues à la recombinaison : $\beta n^+ n^- dt$

Dans le cas le plus défavorable où il y a accumulation des charges (+) et (-), c'est-à-dire où $\mu^+ \neq \mu^-$ (en fait ce cas se produit toujours plus ou moins facilement car la probabilité d'attachement des électrons n'est jamais nulle), la densité des charges est représentée figure V.10.

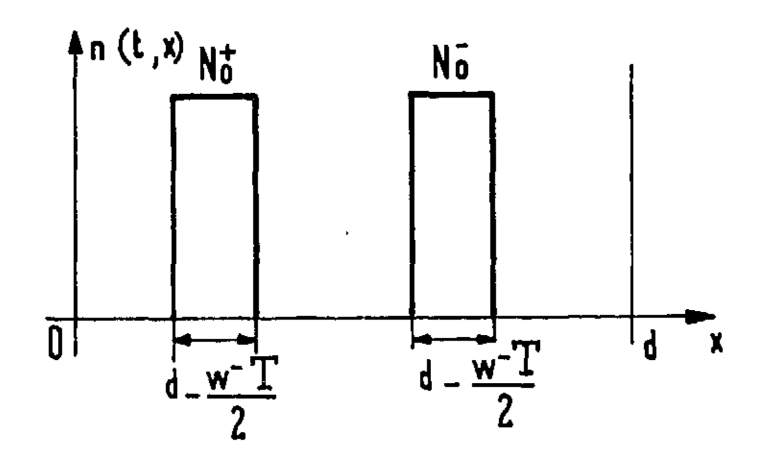


Figure V.10 - Densité des charges dans l'espace interélectrode

Localement au cours d'une période T il y a un nombre égal à :

$$\sim \beta i N_o^+ \; N_o^- \quad \frac{\left(d - \frac{w_o^- . T}{2}\right)}{(w_o^+ + w_o^-)}$$

de paires d'ions recombinés alors qu'il y a eu une production de n_o T paires d'ions. Donc, en ne considérant que la recombinaison, dans ce cas l'équilibre s'écrit :

$$\beta i N_o^+ N_o^- \cdot \frac{\left(d - \frac{w_o^- . T}{2}\right)}{(w_o^+ + w_o^-)} - n_o T = 0$$

$$N_o^+ \, N_o^- = \frac{n_o}{\beta} \cdot \frac{T\,(w_o^+ + w_o^-)}{d - \frac{w_o - T}{2}}$$

Si $N_o^+ \sim N_o^-$ alors N_o^+ et $N_o^- \sim n_o^{1/2} \sim \Phi^{1/2}$

ce qui signifie que le courant induit est alors proportionnel à la racine carrée du flux.

Si $\mu^- \gg \mu^+$ alors $N_o^- \sim \dfrac{n_o\,d}{2\,w_o^-}$ et l'équilibre s'écrit :

$$\beta\, N_o^+ \, \frac{n_o\,d}{2\,w_o^-} - n_o\,T = 0$$

d'où N_o^+ = cte, indépendant du flux ainsi que le courant recueilli.

- Pertes dues à la diffusion

En pratique ce sont surtout ces pertes qui interviennent pour limiter l'accumulation des charges. Elles peuvent se diviser en deux sortes : les pertes de diffusion latérales se produisant sur les bords du volume sensible et les pertes de diffusion frontales se produisant suivant un axe parallèle au champ électrique appliqué. Généralement ce sont ces dernières les plus importantes.

Soit au temps $t = 0$, $N\,(t,x) = N_o$ pour $0 < x < x_o$:

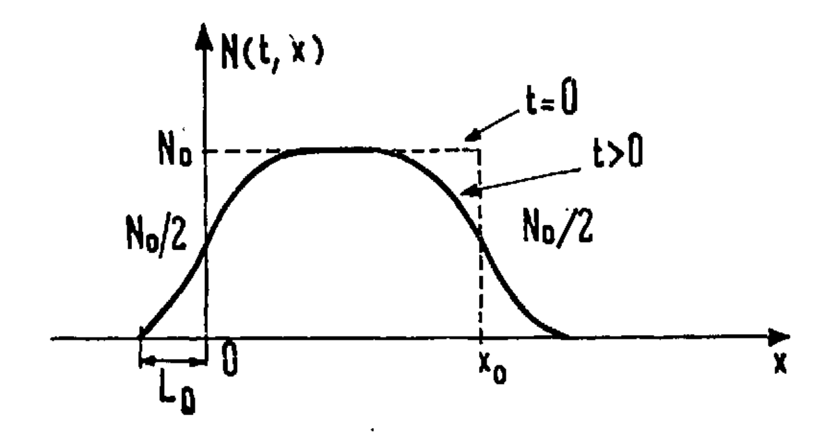


Figure V.11 - Représentation de la diffusion d'un paquet de charges dans l'espace

L'équation de diffusion s'écrit :

$$\frac{\delta N}{\delta t} = D \frac{\delta^2 N}{\delta x^2} \quad \text{avec} \quad \frac{D}{\mu} \# \frac{\varepsilon kT}{e}$$

Avec N (0, x) = N_o (u) la solution générale de cette équation s'obtient simplement :

$$N(t,x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-u)^2}{4Dt}} \times N_o(u)\, du$$

$$N(t,x) = \frac{N_o}{2\sqrt{\pi D t}} \int_{0}^{x_o} e^{-\frac{(x-u)^2}{4Dt}}\, du$$

En posant $z = -\left[\frac{x-u}{2\sqrt{Dt}}\right]$; $du = 2\sqrt{Dt}\,.\,dz$ il vient :

$$N(t,x) = \frac{N_o}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{-x}{2\sqrt{Dt}}}^{\frac{x_o - x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-z^2}\,.\,dz$$

La fonction Erf (z) étant par définition :

$$\mathrm{Erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2}\, dy$$

Il s'ensuit (figure V.11) :

$$N(t,x) = \frac{N_o}{2}\left[\mathrm{Erf}\,\frac{x}{2\sqrt{Dt}} + \mathrm{Erf}\,\frac{x_o - x}{2\sqrt{Dt}}\right]$$

D'après l'allure de N (t, x) ci-dessus, l'équilibre de la densité des charges peut se formuler ainsi :

Soit : $L_D = 2\sqrt{Dt}$ et $x_o \gg L_D$

$$n_o T \times x_o = \frac{N_o}{2} \times L_D$$

d'où $\frac{N_o}{n_o} = 2 T \frac{x_o}{L_D}$ et N_o est proportionnel au flux Φ .

Si $x_o \sim L_D$, alors N (t,x) ne peut plus être considéré comme constant pendant une période. L'équilibre serait trop compliqué à formuler, mais on peut estimer que : en x = 0 et en $x = x_o$, $N(t,x) = \frac{N_o}{m}$ avec $m \sim \frac{1}{x_o}$ de telle sorte que $\frac{N_o}{n_o} = 2 T m \frac{x_o}{L_D}$ restera pratiquement constant.

- Equilibre faisant intervenir la diffusion et la recombinaison

Dans le cas le plus défavorable vu précédemment pour la recombinaison, l'équilibre des charges (+) s'écrit :

$$\left[n_o T - \beta N_o^+ N_o^- \cdot \frac{(d - \frac{w_o - T}{2})}{w_o^+ + w_o^-} \right] x_o^+ = \frac{N_o^+}{2} L_D^+$$

En supposant que $N_o^- = \alpha N_o^+$, α étant la probabilité d'attachement d'un électron pendant un parcours maximum égal à la distance entre les deux plateaux ($\alpha \leqslant 1$), il vient :

$$n_o T - \beta\alpha N_o^{+2} \frac{(d - \frac{w_o - T}{2})}{w_o^+ + w_o^-} - \frac{1}{2} N_o^+ \frac{L_D^+}{x_o^+} = 0$$

$$\frac{N_o^+}{n_o} = \frac{4 T \frac{x_o^+}{L_D^+}}{1 + \left[1 + 4 \beta\alpha \frac{(d - \frac{w_o^- T}{2})}{w_o^+ + w_o^-} \times n_o T \times (2)^2 \left(\frac{x_o^+}{L_D^+}\right)^2 \right]^{1/2}}$$

au maximum du courant, lorsque $V_o = a^+$, $x_o^+ = \frac{d}{2}$, $w_o^+ \neq w_o^-$:

$$\frac{N_o^+}{n_o} = \frac{2\,T\,\dfrac{d}{L_D^+}}{1 + \left[1 + \dfrac{\beta\alpha d}{w_o^+}\, n_o\, T \left(\dfrac{d}{L_D^+}\right)^2 \right]^{1/2}}$$

La recombinaison intervient lorsque :

$$\frac{\beta\alpha\, d}{w_o^+}\, n_o\, T \left(\frac{d}{L_D^+}\right)^2 > 1$$

$$\beta\alpha\, \frac{n_o}{f^2} \cdot \left(\frac{d}{L_D^+}\right)^2 > 1$$

c'est-à-dire lorsque le flux ou la distance interélectrode augmente ou lorsque la fréquence diminue - c'est ce qui est observé dans l'air. Planche V.7. page 133.

Remarques :

- Le facteur de multiplication K^+ s'écrit alors :

$$K^+ = \frac{1}{2}\,\frac{N_o^+}{n_o} f = \frac{1}{2}\,\frac{d}{L_D^+} \quad \text{sans recombinaison}$$

avec $L_D^+ = \left(\dfrac{2\,D}{f}\right)^{1/2}$

Il faut remarquer que le coefficient de diffusion D en présence d'un champ électrique assez faible vaut approximativement :

$$D = \frac{1}{3}\,\lambda\,\bar{v}$$

$\bar{v}$: vitesse moyenne d'agitation thermique

λ : libre parcours moyen

En présence d'un champ alternatif, D semble dépendre de la fréquence.

En effet, le terme λ varie comme $\dfrac{1}{p}$ (p : pression du gaz) ; lorsqu'on augmente la fréquence du champ électrique, cela revient à augmenter la pression du gaz, c'est-à-dire qu'il

y a un plus grand nombre de chocs. En conclusion, le terme D semble varier comme $\frac{1}{f}$ (en réalité il doit être de la forme $\frac{1}{(1+\frac{f}{f_i})}$).

Le terme L_D^+ varie donc comme $\frac{1}{f}$ et le terme K^+ est proportionnel à f . C'est bien ce qui est vérifié expérimentalement Planches V.6 et V.10.

- Influence de la température et de la pression sur K :

$$K \sim D^{-1/2} \sim T^{-1/4} \; P^{1/2}$$

V.4 - Formules générales

En rassemblant les résultats théoriques précédents, le courant induit produit par chaque sorte de charges s'écrit (Planches V.1, V.2, V.3).

$$i^+_{crête} = \left[e\, N_o^+ \, \frac{\mu^+ V_o}{d} \, (1 - \frac{V_o}{2\,a^+}) + \frac{3}{8} \, \frac{e\, n_o\, d}{2} \, (\frac{V_o}{a^+})^2 \right] u\,(2\,a^+ - V_o)$$

$$+ \frac{3}{2} \, \frac{e\, n_o\, d}{2} \, u\,(V_o - 2\,a)$$

Idem pour $i^-_{crête}$.

Avec $e\, n_o\, d = I_o$ et $K^+ = \frac{1}{2} \, \frac{N_o^+}{n_o} \, f$.

$$i^+_{crête} = \left[2\,K^+ \, I_o \, (\frac{V_o}{a^+}) \, (1 - \frac{V_o}{2\,a^+}) + \frac{3}{8} \, \frac{I_o}{2} \, (\frac{V_o}{a^+})^2 \right] U\,(2\,a^+ - V_o) + \frac{3}{2} \, \frac{I_o}{2} \, U\,(V_o - 2\,a^+)$$

$$i^-_{crête} = \left[2\,K^- \, I_o \, (\frac{V_o}{a^-}) \, (1 - \frac{V_o}{2\,a^-}) + \frac{3}{8} \, \frac{I_o}{2} \, (\frac{V_o}{a^-})^2 \right] U\,(2\,a^- - V_o) + \frac{3}{2} \, \frac{I_o}{2} \, U\,(V_o - 2\,a^-)$$

$$K^+ = \frac{d/L_D^+}{1 + \left[1 + \ldots\ldots \right]^{1/2}} \quad \text{et} \quad \frac{K^+}{K^-} \sim \frac{L_D^-}{L_D^+} \sim (\frac{\mu^-}{\mu^+})^{1/2}$$

En régime de multiplication, lorsque $V_o < 2$ a, la réponse du détecteur en fonction de l'intensité du flux de rayonnement est linéaire tant qu'il n'y a pas de recombinaison c'est-à-dire pour un flux tel que la condition suivante soit vérifiée :

$$\beta \alpha \frac{n_o}{f^2} \left(\frac{d}{L_D^+} \right)^2 < 1 \qquad \text{lorsque } V_o = a^+$$

En alimentation continue, la condition de saturation, c'est-à-dire de non recombinaison, s'écrit :

$$\frac{4 \beta \; d^4 \alpha \, n_o}{\mu^+ \mu^- V_o^2} < 1$$

Il existe une certaine relation entre les deux expressions puisque $f = \frac{V \mu^+}{d^2}$ ce qui permet de supposer que dans l'hypothèse de paramètres identiques (V, d, β, α) la recombinaison interviendra pour un flux plus faible avec une alimentation alternative en régime de multiplication qu'avec une alimentation continue.

V. 5 - Résultats expérimentaux

V. 5. 1 - Description de l'expérimentation

Pour mesurer le courant induit, il est nécessaire d'éliminer le courant capacitif de la chambre, par équilibrage. La tension employée est sinusoïdale pour faciliter la mesure. Ainsi le courant capacitif est déphasé de $\pi/2$ par rapport à la tension d'alimentation et comme le montre la théorie, le courant induit est en phase. Une détection synchrone élimine facilement le résidu du courant capacitif et augmente considérablement le rapport signal/bruit. Une résistance R_c de valeur assez faible est nécessaire pour maintenir l'électrode de collection au voisinage de la masse. Figure V.12.

Le flux γ est produit par un accélérateur d'électrons (V 4) de type électrostatique de 800 keV. Le faisceau d'électrons frappant une cible de tungstène produit un flux γ dont les énergies se situent entre 0 et 800 keV avec un maximum vers 500 keV. Suivant la position de la chambre par rapport à la cible, le flux est plus ou moins important. Cependant à 600 μ A une perte d'électrons, donc une diminution du flux, difficile à chiffrer est due à l'obligation d'employer un balayage du faisceau d'électrons.

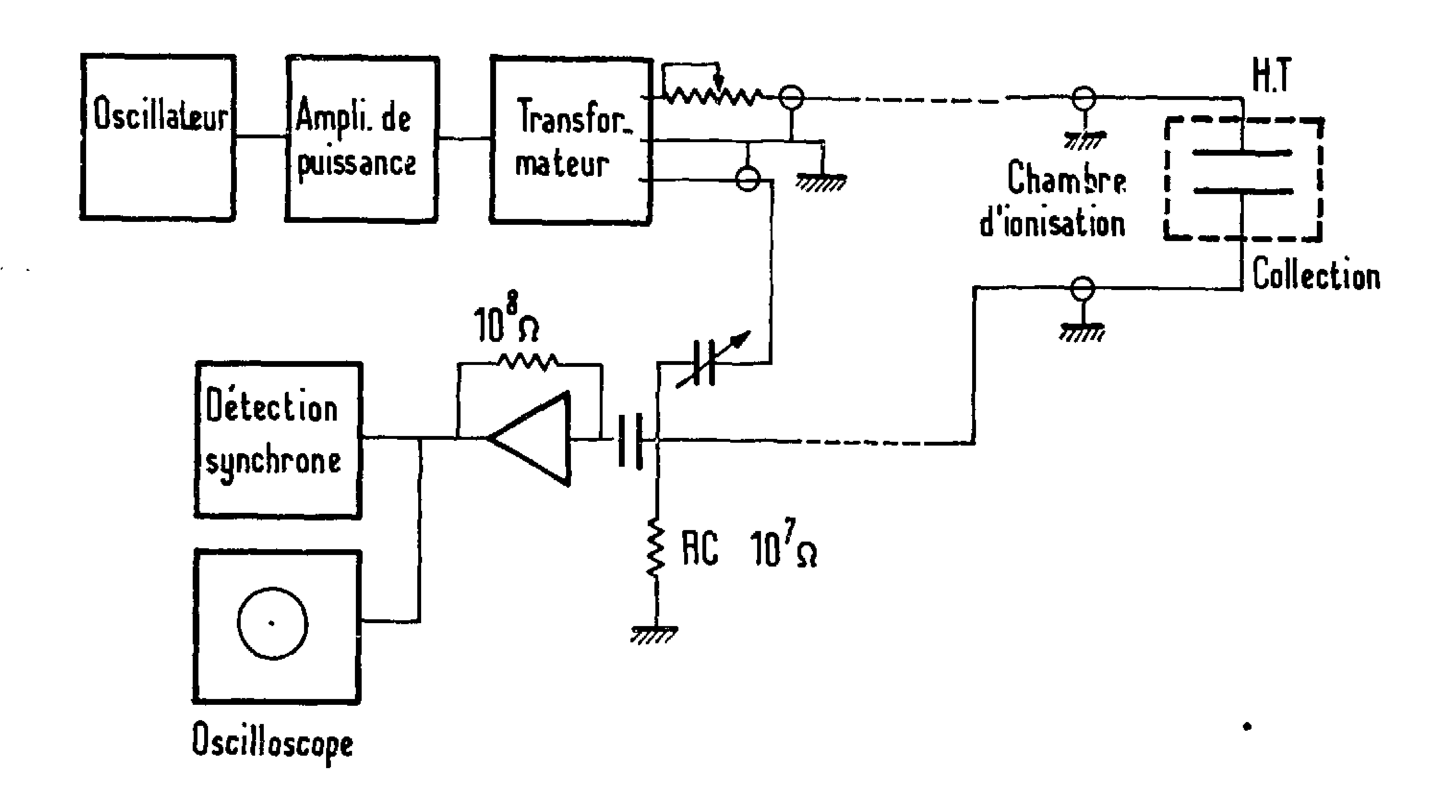


Figure V.12 - Diagramme fonctionnel de la manipulation

V.5.2 - Chambre CCP 1 N 5 alimentée en tension sinusoïdale

La chambre CCP 1 N 5 (initialement prévue pour des mesures neutroniques) est constituée d'électrodes + HT et - HT planes, parallèles, espacées de 6 mm environ (figure V.13) et remplie d'argon à la pression atmosphérique.

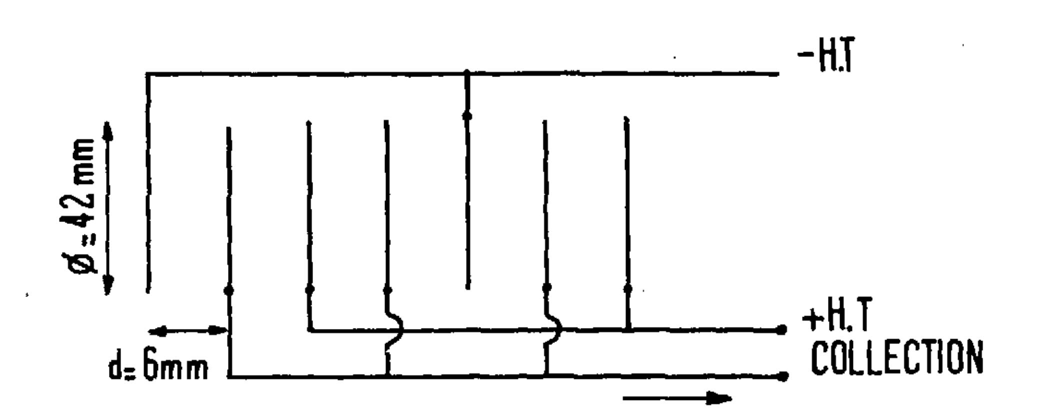


Figure V.13 - Coupe schématique de la chambre CCP 1 N 5

Tous les plateaux HT sont alimentés par une même tension V_{cac} (crête à crête) sinusoïdale.

L'ensemble se comporte comme une chambre élémentaire dont la surface et le volume seraient six fois plus grands.

1°- Variation du courant induit en fonction du flux

Différentes mesures ont été faites pour des fréquences de 100 Hz à 1 kHz et des tensions de 0 à 400 V crête à crête. Ces mesures montrent une linéarité excellente sur plus de deux décades de flux. Un début de non linéarité semble apparaître aux forts flux mais, la valeur de celui-ci étant déduite de la mesure du courant cible, il est délicat d'affirmer sa valeur précise à 600µ A comme souligné précédemment, et de faire apparaître cette non linéarité.

La Planche V.4 représente une mesure particulière de la réponse en régime de multiplication et au maximum du courant f = 220 Hz - $V_{cac} \sim 100$ V.

Par rapport à la mesure à l'oscilloscope, la détection synchrone permet de mesurer des flux inférieurs d'au moins une décade. Avec ce procédé, la limite inférieure du flux détecté se situe bien au-dessous de 700 mR/h.

2°- Variation du courant en fonction de la valeur de la tension

Les résultats théoriques, également valables pour une tension sinusoïdales, sont vérifiés d'une façon très satisfaisante. La transition entre le régime de multiplication et le régime saturé est plus floue qu'en théorie, ce qui paraît normal compte tenu des simplifications. Planches V.5 et V.6.

Sur la Planche V.5. bénéficiant de la détection synchrone, il apparaît clairement une chute asymptotique (en log-log) du courant induit pour environ 300 V_{cac} et f = 220 Hz.

Au-delà de 300 V apparaît le palier de saturation, en deçà se situe le régime de multiplication.

Le courant est effectivement en phase avec la tension. Cependant, en régime saturé et évidemment à cause de cette saturation, ce signal n'est plus purement sinusoïdal et contient à la fois une composante fondamentale déphasée de $\pi/2$ et des harmoniques.

3°- Valeurs numériques

La chambre CCP 1 N 5 est remplie d'argon à la pression atmosphérique dont les caractéristiques moyennes sont :

$\mu^+ \sim 1,4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

$\mu^- \gg \mu^+$ (probabilité d'attachement supposé faible)

$D^+ \sim 2,5.10^{-2} \ . \ \mu^+ = 3,5.10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$

Pour la fréquence f = 220 Hz (Planche V.6). page 132.

Maximum du courant induit sinusoïdal :

- Théorique :

$$V = a^+ = \frac{\pi}{2} \ \frac{d^2 . f}{\mu+}$$

$$V = \frac{\pi}{2} \times \frac{(0,6)^2 \ 220}{1,4} = 89 \text{ V}$$

. c'est-à-dire 178 Volts crête à crête

. d'après les mesures ce maximum se situe entre 110 et 130 V_{cac} (Planche V.5).

- Facteur de multiplication :

La tension est suffisamment élevée pour qu'il y ait peu de recombinaison. La limitation se fait par diffusion essentiellement :

théoriquement : $$\frac{N_o^+}{n_o} = 2 \text{ T } \frac{x_o^+}{L_D^+}$$

$$L_D = 2 \sqrt{\frac{3,5 \ . \ 10^{-2}}{220}} = 2,5 \ . \ 10^{-2} \text{ cm}$$

$$x_o = \frac{d}{2} = 0,3 \text{ cm}$$

d'où : $$\frac{N_o^+}{n_o} = 2 \ . \ \frac{10^{-2}}{2,2} \ \frac{0,3}{2,5 \ . \ 10^{-2}} = 11 \ . \ 10^{-2}$$

et : $$K^+ = \frac{1}{2} \ \frac{N_o^+}{n_o} \ . \ f = \frac{11 \ . \ 10^{-2}}{2} \times 220 = 12$$

Avec une tension continue d'alimentation et un flux de 400 R/h la chambre CCP 1 N 5 débite environ 7.10^{-10} A.

En alternatif le courant de saturation $(\frac{3}{2} I_o)$ injecté dans l'amplificateur donne $2 (R \times \frac{3}{2} I_o) = 10^8 \times 3 \times 7.10^{-10} = 0,2\ V_{cac}$.

Cette valeur correspond bien à celle fournie après détection synchrone (Planche V.6) pour le palier de saturation au-dessus de 300 V (La mesure faite à l'oscilloscope est faussée par un courant résiduel capacitif).

Finalement, en pratique, le facteur de multiplication vaut :

$$K = \frac{I_{max}}{I_o} = \frac{4,6}{0,2 \times \frac{2}{3}} = 32 \text{ à la fréquence de 220 Hz,}$$

le maximum étant de 4,6 V d'après la Planche V.5.

et à 1 kHz, K vaut environ $32 \times \frac{1\,000}{220} = 140$.

L'écart entre la valeur du K pratique et celle du K théorique est grand, cependant il faut remarquer que :

- pour le K théorique il a été supposé que $K = K^+$, c'est-à-dire que l'attachement des électrons est très faible et donc $K^- = 0$. Si en réalité cette supposition est fausse, le K théorique a une valeur double, soit K = 20.
- pour le calcul, μ^+ et D^+ employés sont approximatifs.
- pour les mesures, il faut tenir compte des imprécisions.

En conclusions, il n'est pas exagéré d'affirmer que ces mesures expérimentales vérifient bien les prévisions théoriques.

Remarque :

En théorie $K = \frac{1}{2} \frac{d}{L_D}$ avec $L_D = \sqrt{\frac{2 D.}{f}}$

Expérimentalement K est proportionnel à f alors qu'une théorie K semble proportionnel à $f^{1/2}$. En fait, il n'en est rien car il faut tenir compte de la valeur du coefficient de diffusion D , qui semble varier comme $f^{-1/2}$, ce qui a été expliqué précédemment.

V. 5. 3 - Dispositif expérimental à électrodes planes parallèles

Ce dispositif est composé essentiellement de deux plateaux parallèles dont la distance est réglable. Le gaz utilisé est l'air à la pression atmosphérique.

1°- Variation du courant recueilli en fonction du flux (cf. Planches V. 7, V. 8, V. 2, V. 10, V. 12, V. 13)

La Planche V. 7 montre qu'en régime de multiplication :

- pour une distance d = 5 mm il y a une bonne proportionnalité entre le courant recueilli et le flux,
- lorsque la distance d augmente, il apparaît une non linéarité sans doute due à la recombinaison, car dans le cas de l'air il y a une forte probabilité d'attachement.

Donc $I \sim \Phi^{n}$ avec n variant de 1 à 0,5 suivant la valeur de la distance d .

2°- Variation du courant en fonction de la valeur de la tension

D'après les Planches V. 8 et V. 10 et en comparaison avec les courbes théoriques (Planches V. 1 et V. 3), il apparaît clairement que les considérations théoriques restent valables.

3°- Valeurs numériques

- Constantes moyennes de l'air :

$$\mu^{+} = 1,37 \ cm^{2} \ v^{-1} \ s^{-1}$$

$$\mu^{-} = 1,8 \ cm^{2} \ v^{-1} \ s^{-1}$$

$$D^{+} = 3,2.10^{-2} \ cm^{2} \ s^{-1}$$

$$D^{-} = 4,2.10^{-2} \ cm^{2} \ s^{-1}$$

- Maxima du courant induit :

$$a^{+} = \frac{\pi}{2} \frac{d^{2} f}{\mu +} \quad ; \quad a^{-} = \frac{\pi}{2} \frac{d^{2} f}{\mu -}$$

pour d = 0,5 cm et f = 220 Hz

$$a^{+} = \frac{\pi}{2} \frac{(0,5)^{2} \times 220}{1,37} = 63 \ V \text{ soit } 126 \ V_{cac}$$

$$a^- = 48 \text{ V soit } 96 \text{ V}_{cac}$$

Donc le maximum doit théoriquement se situer entre 96 V et 126 V. Expérimentalement, d'après la Planche V. 8, il a été trouvé 100 V_{cac}

- Variation du courant en régime de multiplication en fonction de la distance :

D'après l'expression théorique : $I \sim \frac{e N_o \overset{+}{\mu} V_o}{d} \left(1 - \frac{V_o}{2 a}\right)$

I doit être proportionnel à $\frac{1}{d}$.

Les Planches V. 8, V. 9 et V. 11, montrent qu'il en est bien ainsi expérimentalement.

- Valeur du facteur de multiplication K :

En théorie : $L_D^+ = 2 \sqrt{\frac{3,2 \,.\, 10^{-2}}{220}} = 2,4.10^{-2}$ cm

$$L_D^- = 2 \sqrt{\frac{4,2.10^{-2}}{220}} = 2,76.10^{-2} \text{ cm}$$

D'où, avec x_o^+ et $x_o^- = \frac{d}{2} = \frac{0,5}{2}$ cm

$$K^+ = \frac{1}{2} \frac{d}{L_D^+} = \frac{1}{2} \cdot \frac{0,5}{2,4.10^{-2}} = 10,4$$

$$K^- = 9,1$$

Au total puisque $\mu^+ \# \mu^-$:

$$K \# 19,5$$

Expérimentalement, d'après la Planche V. 8 et la mesure en continu pour 70 R/h qui donne $I_o \sim 5.10^{-10}$ A :

$$V_{max} = 2,5 \text{ V}_{cac}$$

$$2 (R I_o) = 2 (10^8 \times 5,6.10^{-10}) = 0,1 \text{ V}$$

$$K = \frac{2,5}{0,1} = 25$$

Le K pratique est de 25 alors que théoriquement on trouve 19,5. La vérification est satisfaisante compte tenu des approximations théoriques et de la précision des paramètres.

V. 6 - Conclusions

V. 6. 1 - Du point de vue théorique, les résultats se sont vérifiés d'une façon très satisfaisante, ce qui signifie que les hypothèses de départ sont valables. Les expressions théoriques mettent en valeur deux points importants :

- l'amplification possible par accumulation de charges avec un facteur de multiplication $K \# \frac{1}{2} \frac{d}{L_D}$,
- l'absence de déphasage du signal utile par rapport à la tension de commande.

V. 6. 2 - Au point de vue pratique :

- Il apparaît beaucoup plus intéressant d'utiliser les chambres alimentées en tension alternative pure (sans adjonction de tension continue) au maximum du courant induit, c'est-à-dire lorsque $V_o = a$, puisque :

1 - Il y a alors amplification importante.

2 - Les variations d'amplitude du courant en fonction des variations d'amplitude de tension sont très faibles (par le fait d'être polarisé au maximum).

3 - La variation du courant en fonction du flux est linéaire dans certaines conditions.

- Cependant, il faut éliminer au maximum le courant capacitif, ce qui peut être fait :

. soit électroniquement
. soit avec une construction adéquate de la chambre.

Le rapport du courant induit sur le courant capacitif a pour expression :

$$\frac{i_{ind}}{i_{cap}} \sim \frac{K I_o (\frac{V_o}{a}) (1 - \frac{V_o}{2a})}{\frac{\varepsilon_o S}{d} 2 \pi f V_o} \sim \frac{e n_o \mu}{f} (1 - \frac{V_o}{2a})$$

ceci dans le cas d'une amplification, alors qu'en régime saturé :

$$\frac{I_{induit}}{I_{capacitif}} \sim \frac{e\, n_o\, d^2}{f\, V_o}$$

- Afin de minimiser le courant capacitif, il serait intéressant d'employer une chambre à grille dont une partie serait alimentée en alternatif et l'autre partie en tension continue, figure V.14.

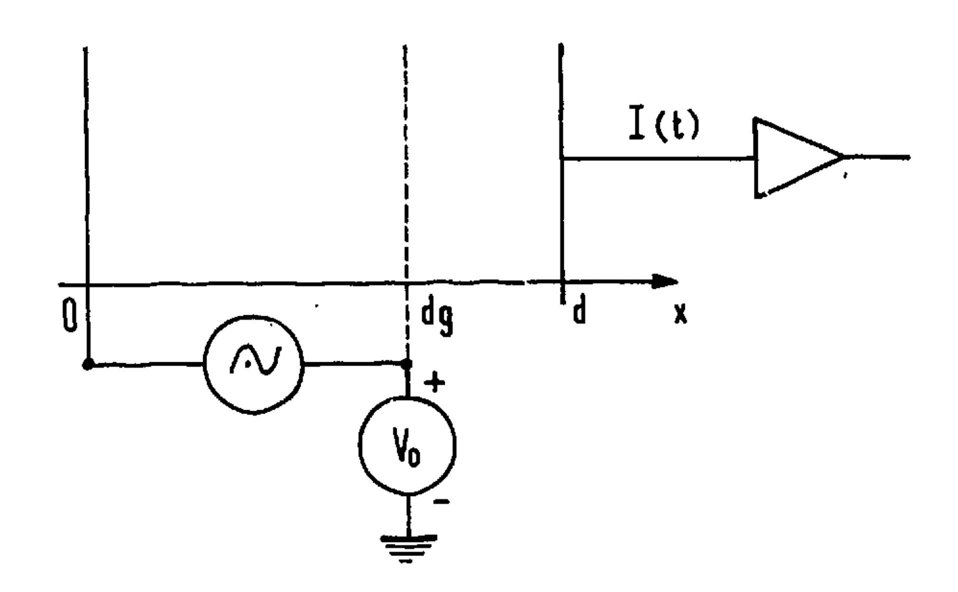


Figure V.14 - Schéma fonctionnel d'un projet de chambre à grille

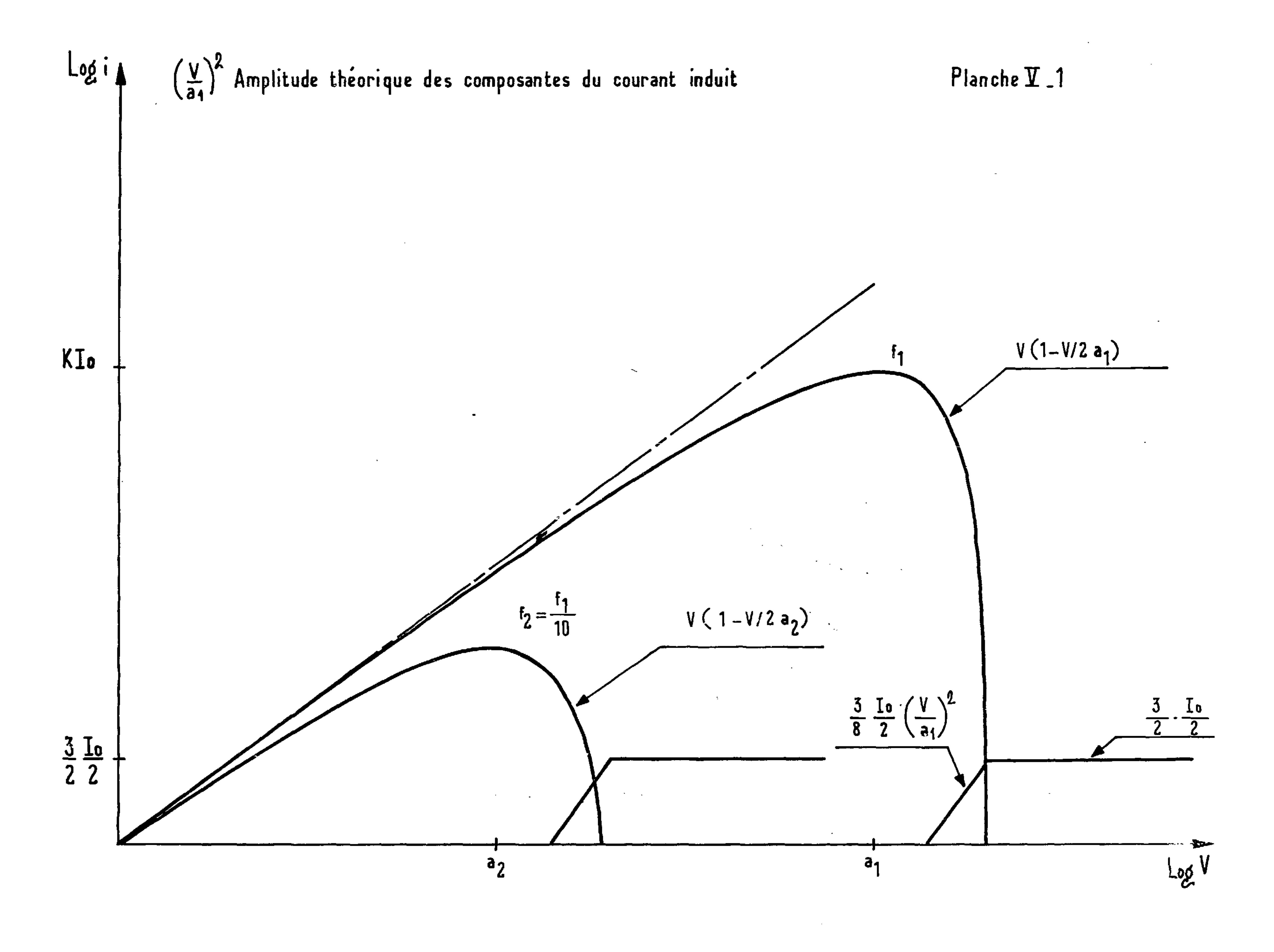
L'amplitude du courant I (t) s'écrit alors :

$$(I(t))_{max} = \frac{W_o}{d - dg}\, Q$$

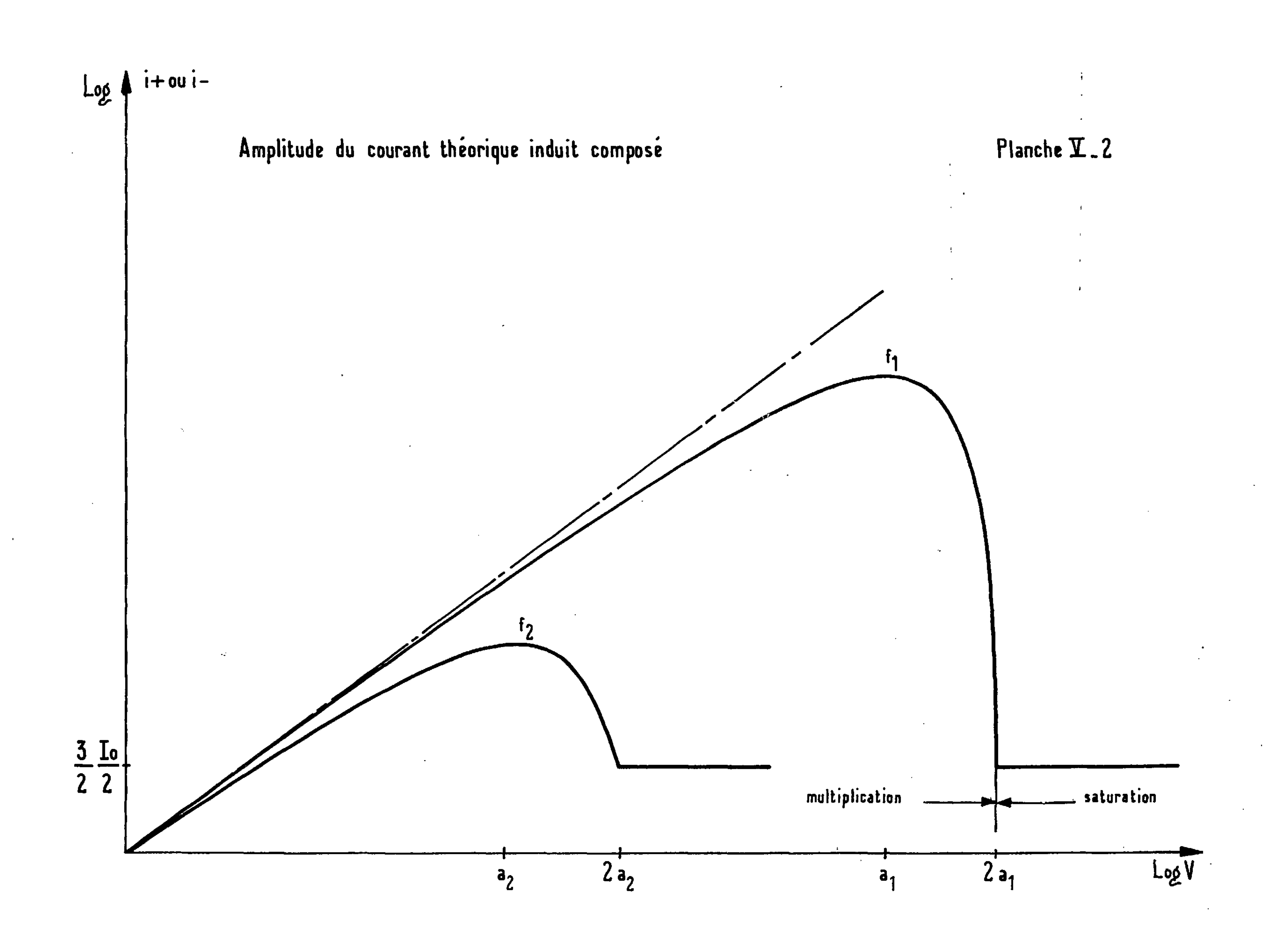
W_o : vitesse de transport dans la partie de la chambre alimentée par V_o :

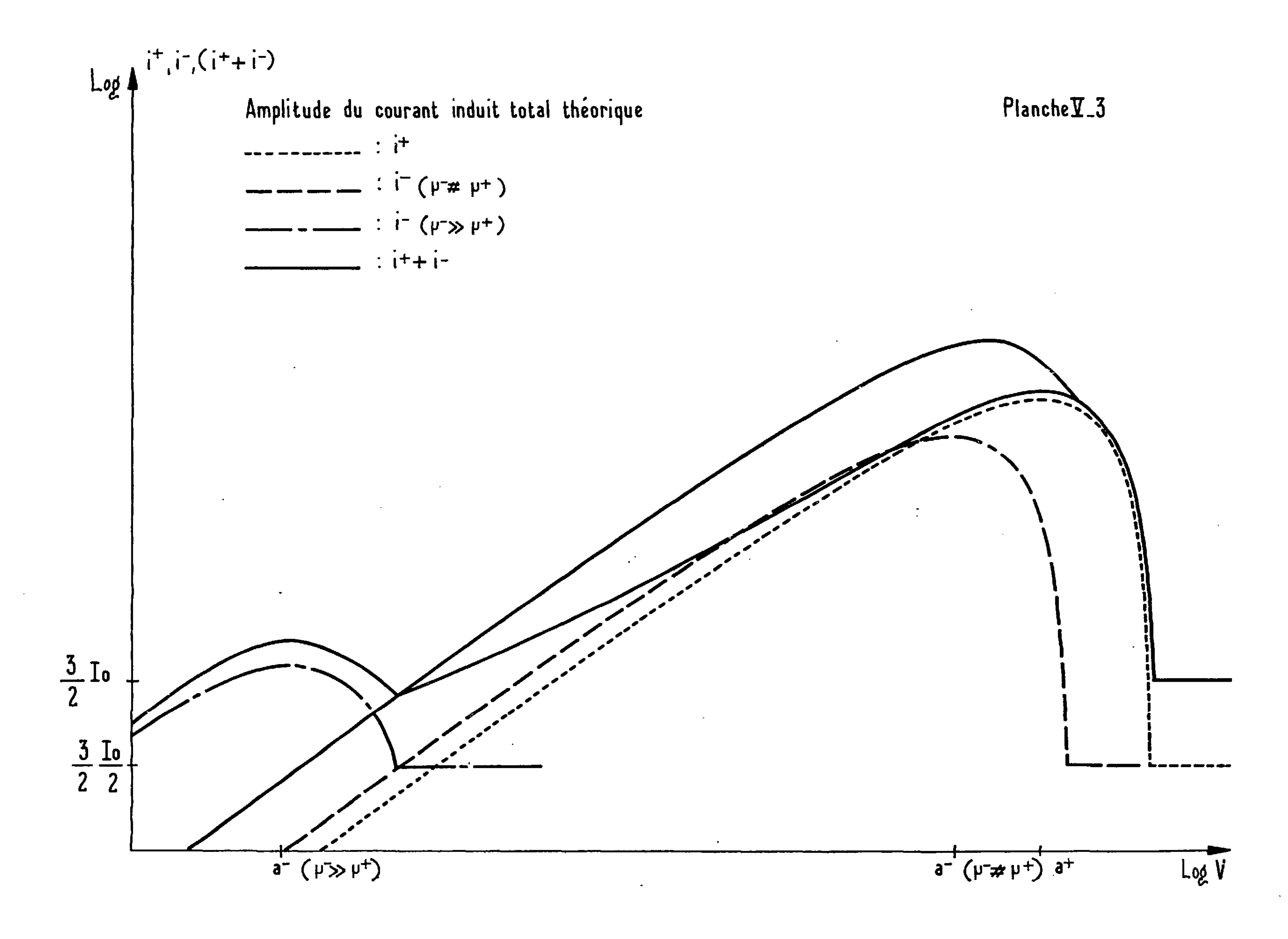
$$W_o = \mu \frac{V_o}{d - dg}$$

Q : charge traversant la grille.

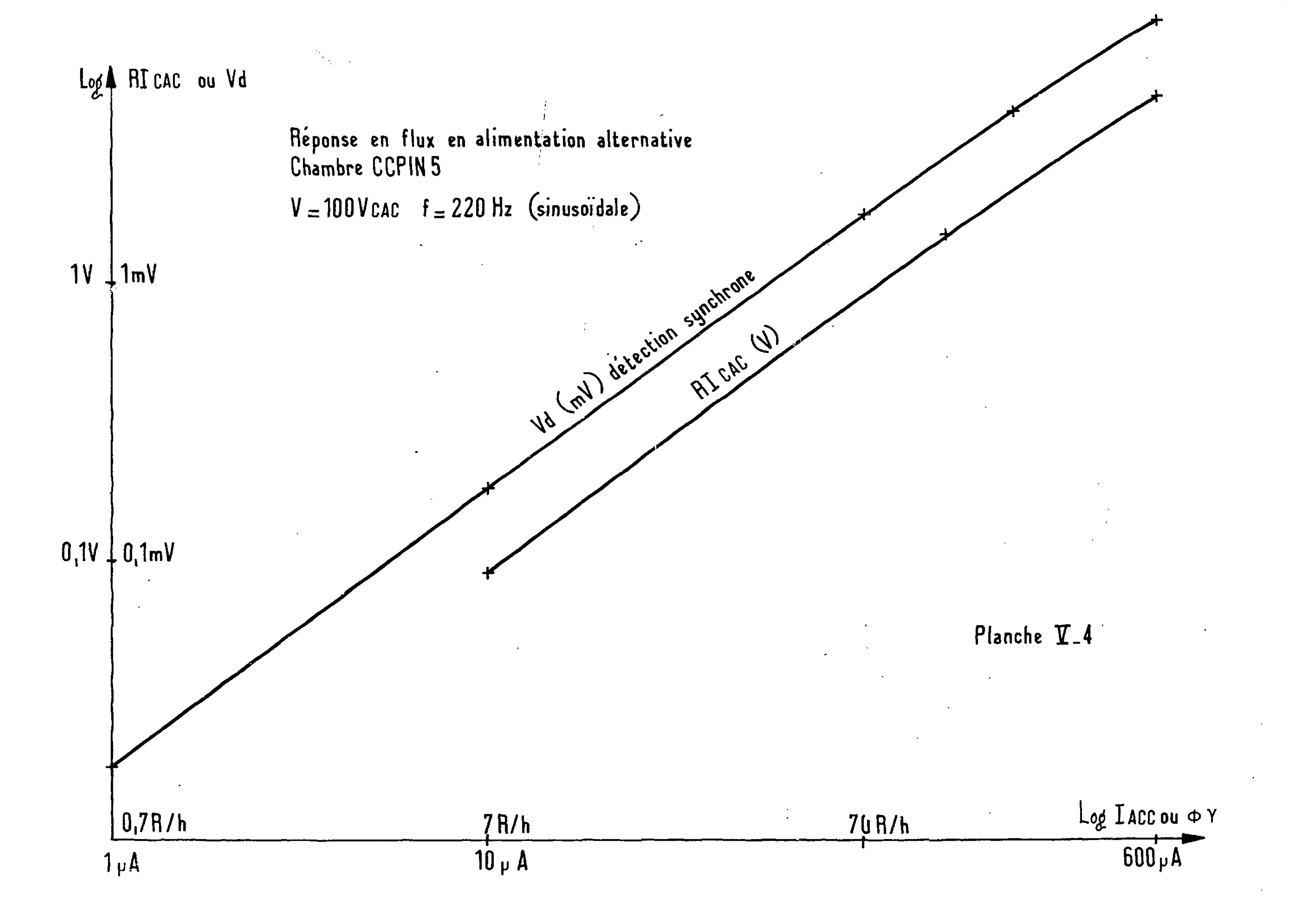


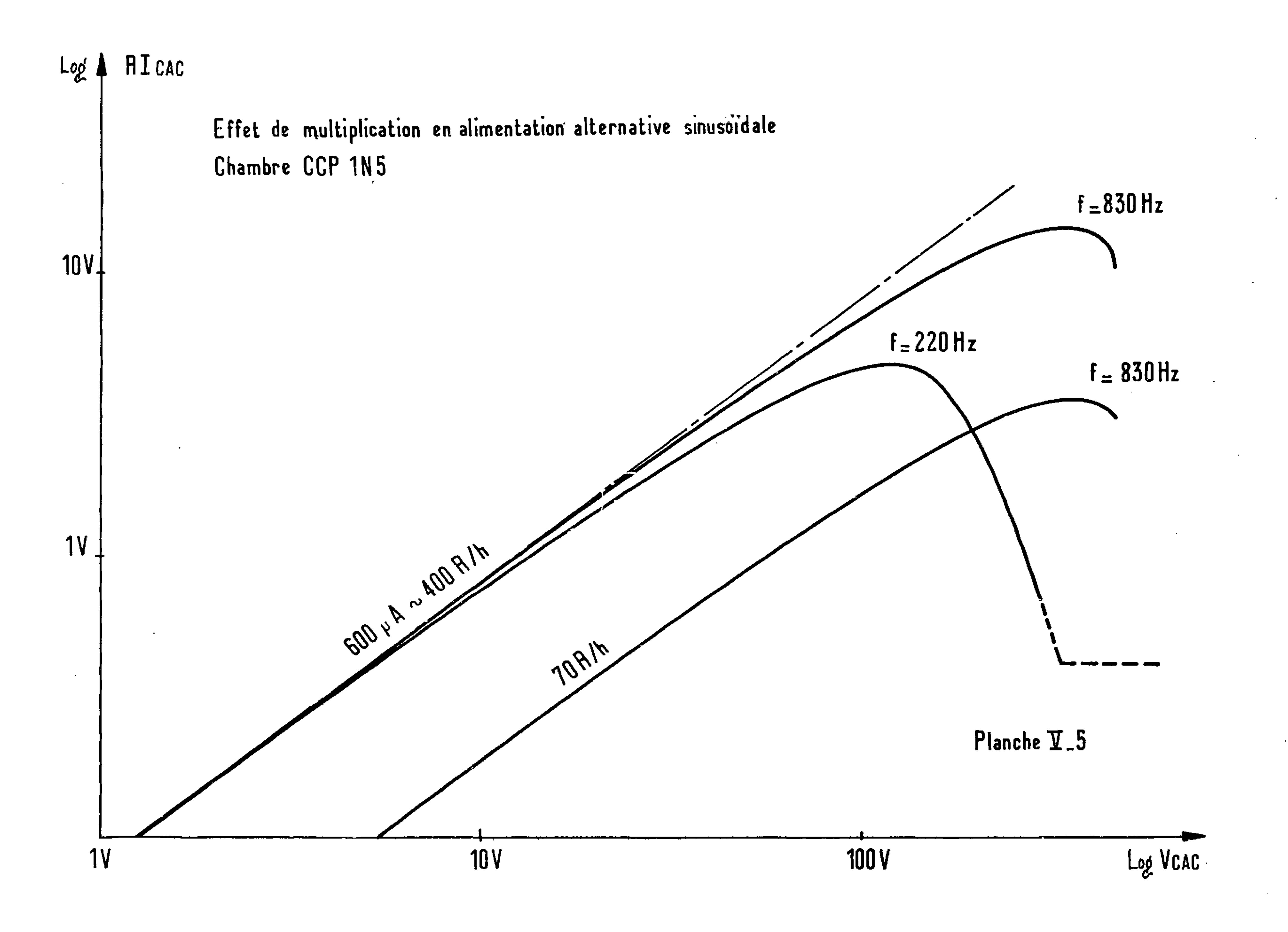
Log i
$\left(\frac{V}{a_1}\right)^2$ Amplitude théorique des composantes du courant induit
Planche V_1
KIo
f_1
$V(1-V/2\,a_1)$
$f_2 = \frac{f_1}{10}$
$V(1-V/2\,a_2)$
$\frac{3}{8}\,\frac{I_0}{2}\left(\frac{V}{a_1}\right)^2$
$\frac{3}{2}\cdot\frac{I_0}{2}$
$\frac{3}{2}\,\frac{I_0}{2}$
a_2
a_1
Log V


Log i+ ou i-
Amplitude du courant théorique induit composé
Planche V_2
f1
f2
3/2 Io/2
multiplication
saturation
a2
2 a2
a1
2 a1
Log V

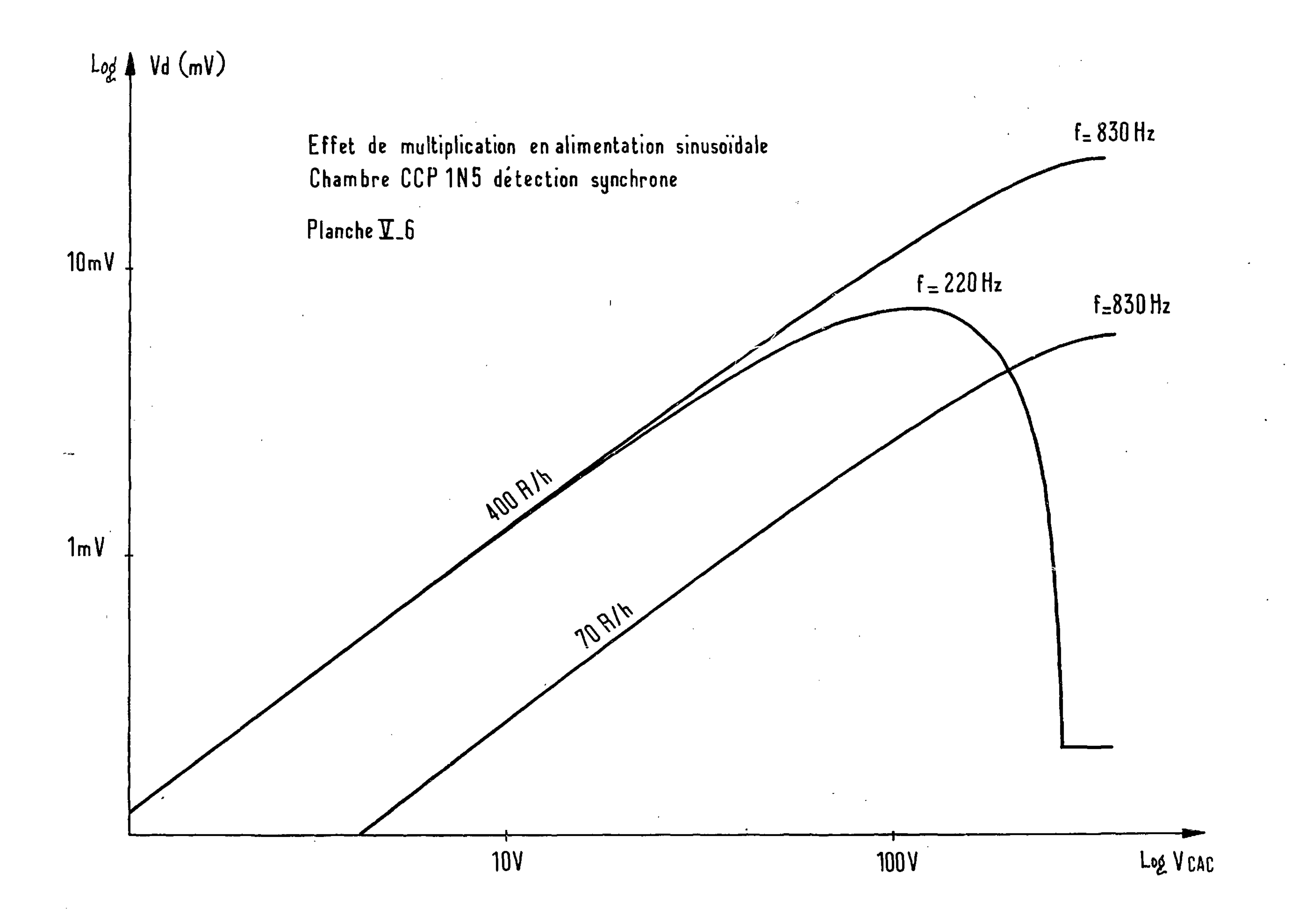


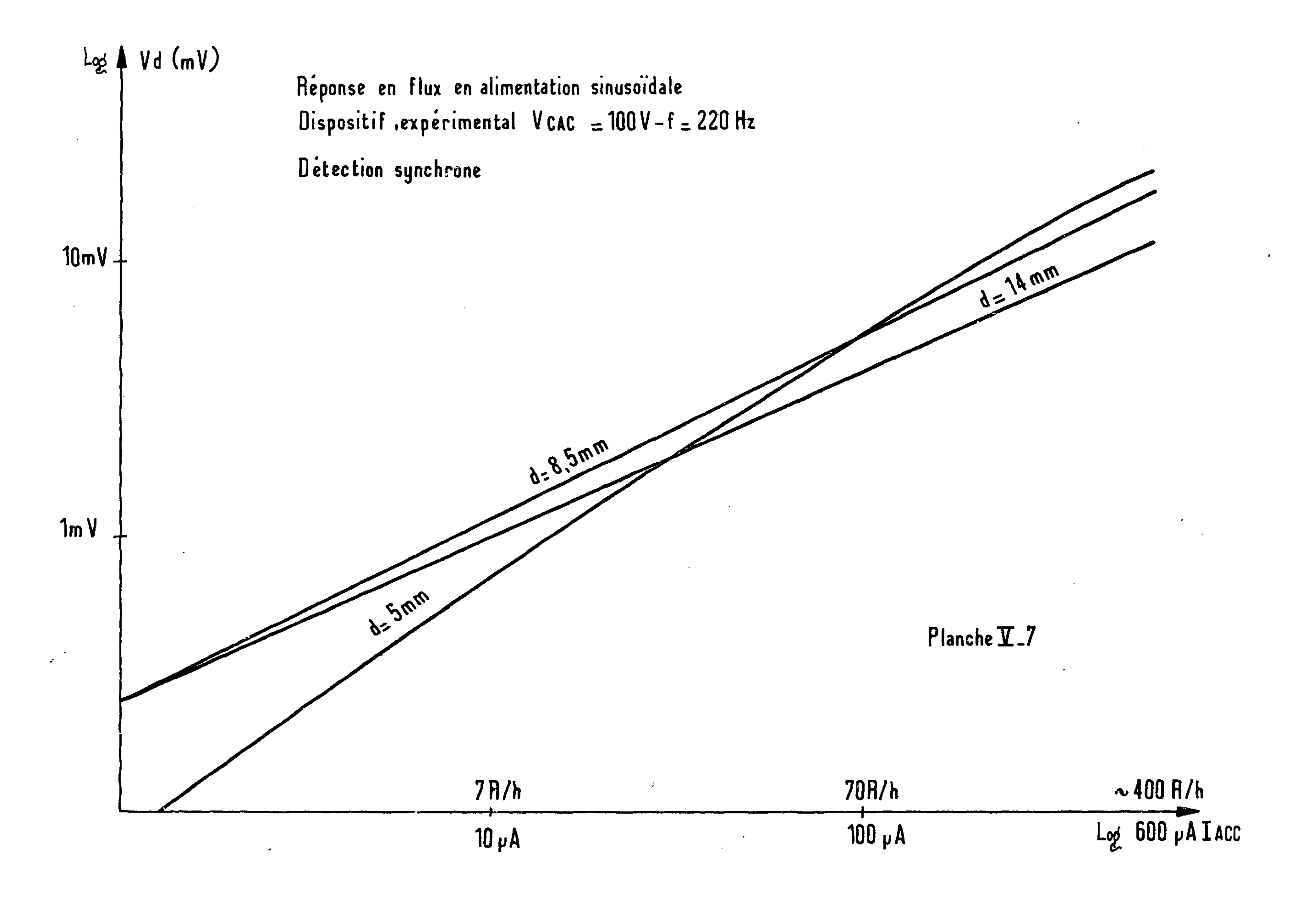
Log i⁺, i⁻, (i⁺+i⁻)
Amplitude du courant induit total théorique
Planche V_3
: i⁺
: i⁻ (μ⁻ ≠ μ⁺)
: i⁻ (μ⁻ ≫ μ⁺)
: i⁺ + i⁻
3/2 Io
3/2 Io/2
a⁻ (μ⁻ ≫ μ⁺)
a⁻ (μ⁻ ≠ μ⁺)
a⁺
Log V

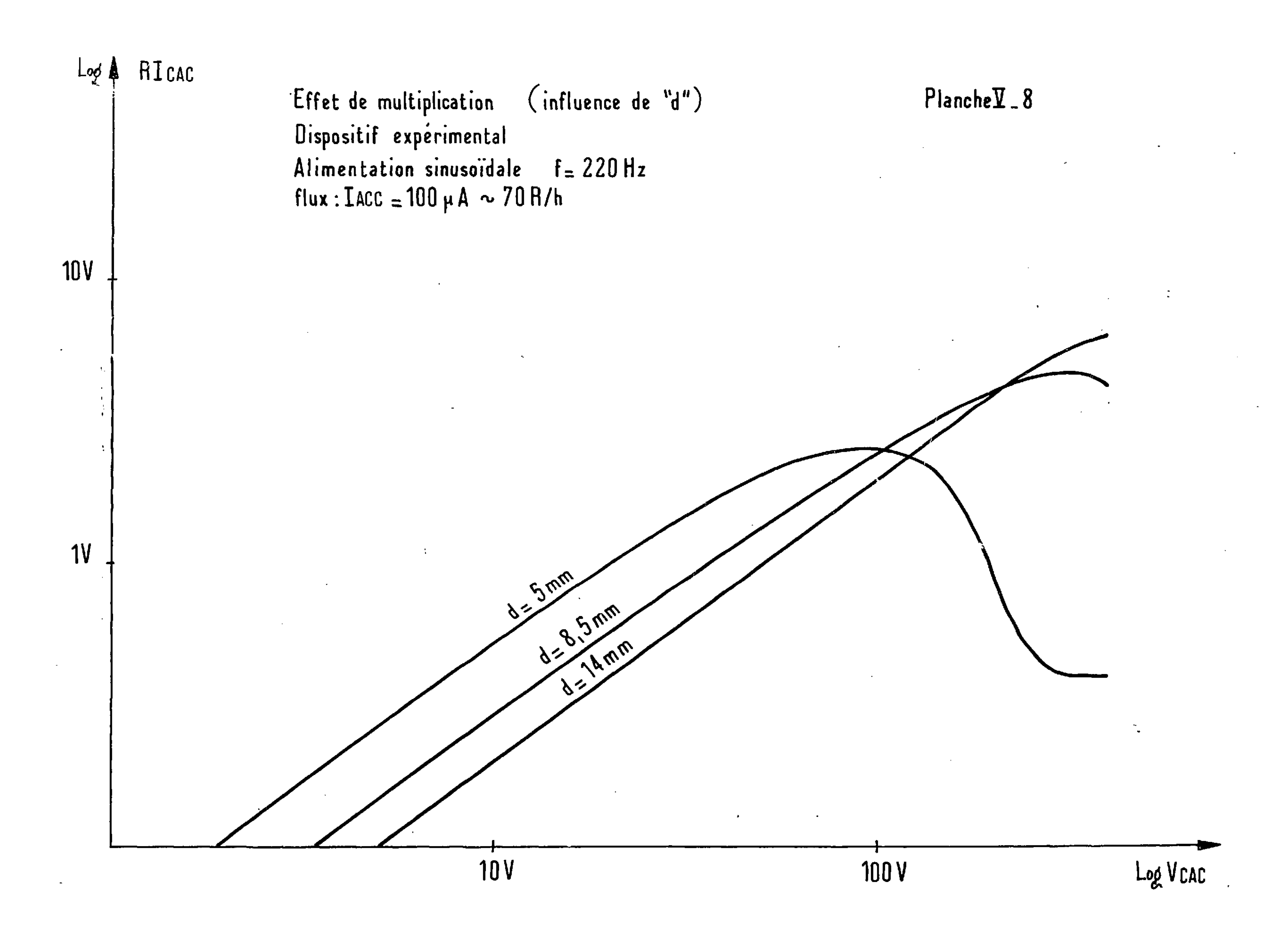

Log RI CAC ou Vd
Réponse en flux en alimentation alternative
Chambre CCPIN 5
V = 100 V CAC f = 220 Hz (sinusoïdale)
1V 1mV
0,1V 0,1mV
Vd (mV) détection synchrone
RI CAC (V)
Planche V_4
0,7 R/h
7 R/h
70 R/h
Log I ACC ou Φ Y
1 μA
10 μ A
600 μA



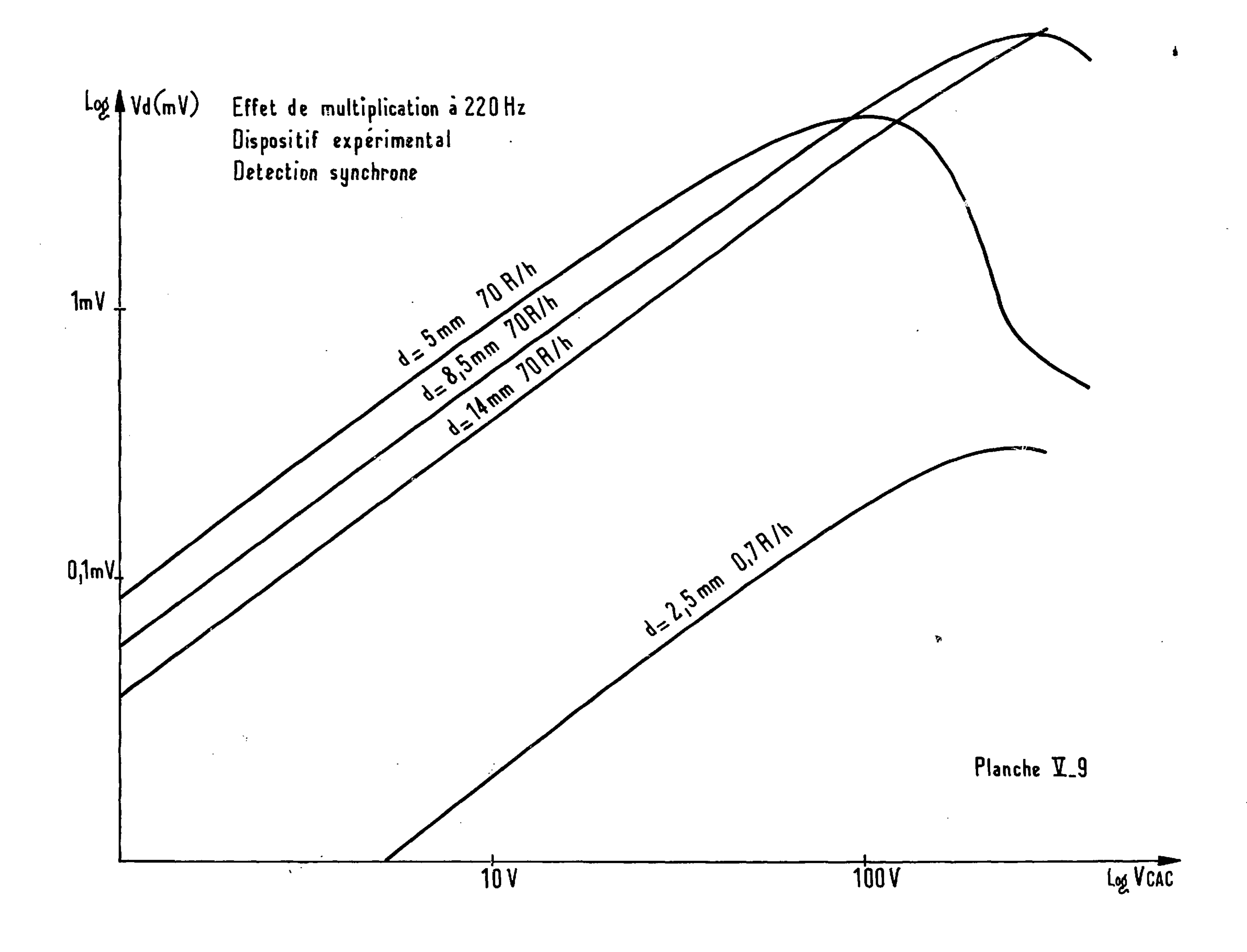
Log RI CAC
Effet de multiplication en alimentation alternative sinusoïdale
Chambre CCP 1N5
10V
1V
f = 830 Hz
f = 220 Hz
f = 830 Hz
600 μA ~ 400 R/h
70 R/h
1V
10V
100V
Log VCAC
Planche V_5


Log Vd (mV)
Effet de multiplication en alimentation sinusoïdale
Chambre CCP 1N5 détection synchrone
Planche V_6
10mV
1mV
f = 830 Hz
f = 220 Hz
f = 830 Hz
400 R/h
70 R/h
10V
100V
Log VCAC


Log Vd (mV)
Réponse en flux en alimentation sinusoïdale
Dispositif expérimental VCAC = 100 V - f = 220 Hz
Détection synchrone
10mV
1mV
d = 8,5 mm
d = 14 mm
d = 5 mm
Planche V_7
7 R/h
70 R/h
~400 R/h
10 µA
100 µA
Log 600 µA IACC



Log RICAC
Effet de multiplication (influence de "d")
Dispositif expérimental
Alimentation sinusoïdale f = 220 Hz
flux : IACC = 100 μA ~ 70 R/h
Planche V_8
10V
1V
d = 5 mm
d = 8,5 mm
d = 14 mm
10 V
100 V
Log VCAC



Log Vd(mV)
Effet de multiplication à 220 Hz
Dispositif expérimental
Detection synchrone
1mV
0,1mV
d = 5mm 70 R/h
d = 8,5mm 70R/h
d = 14mm 70R/h
d = 2,5mm 0,7R/h
10 V
100 V
Log VCAC

Planche V_9

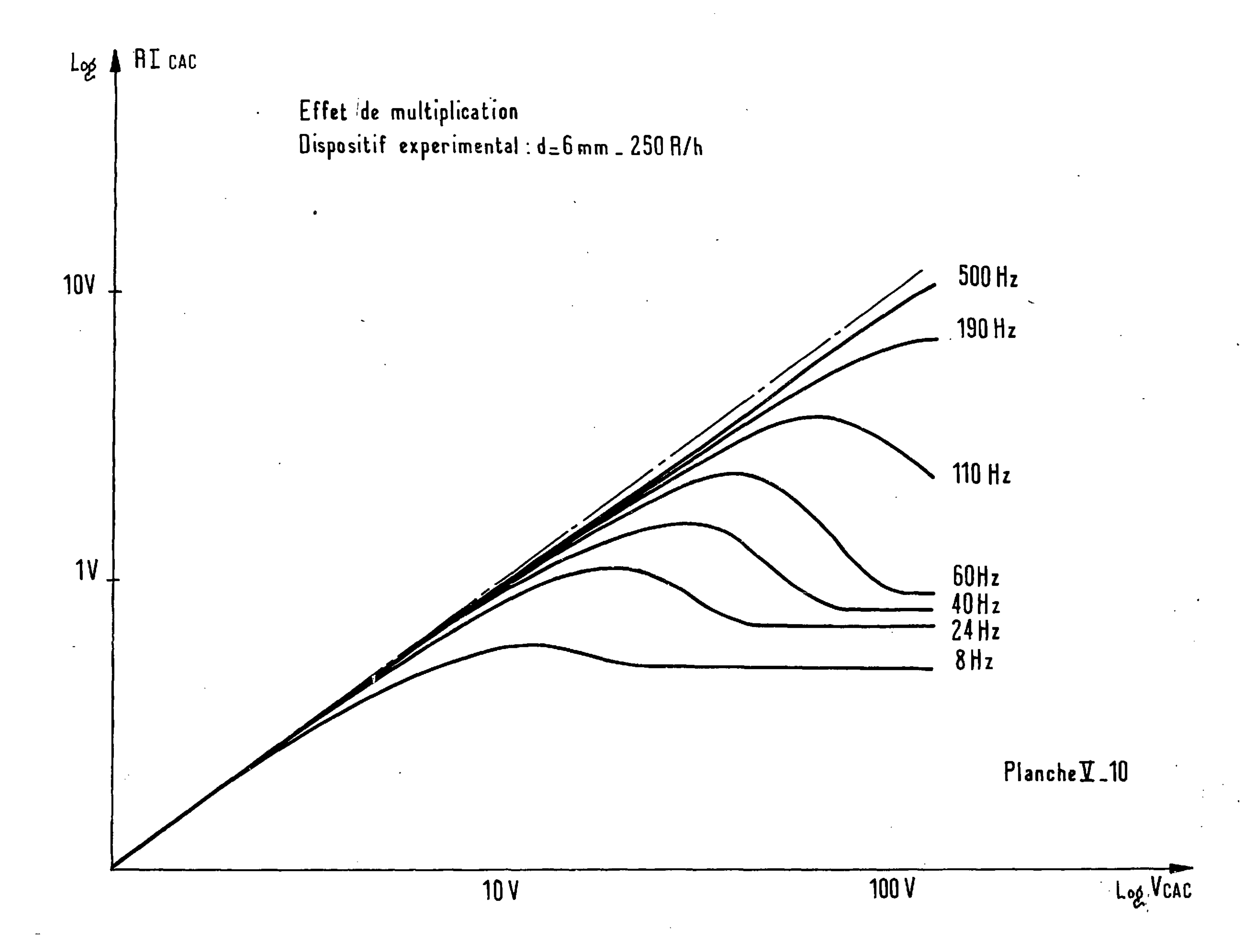
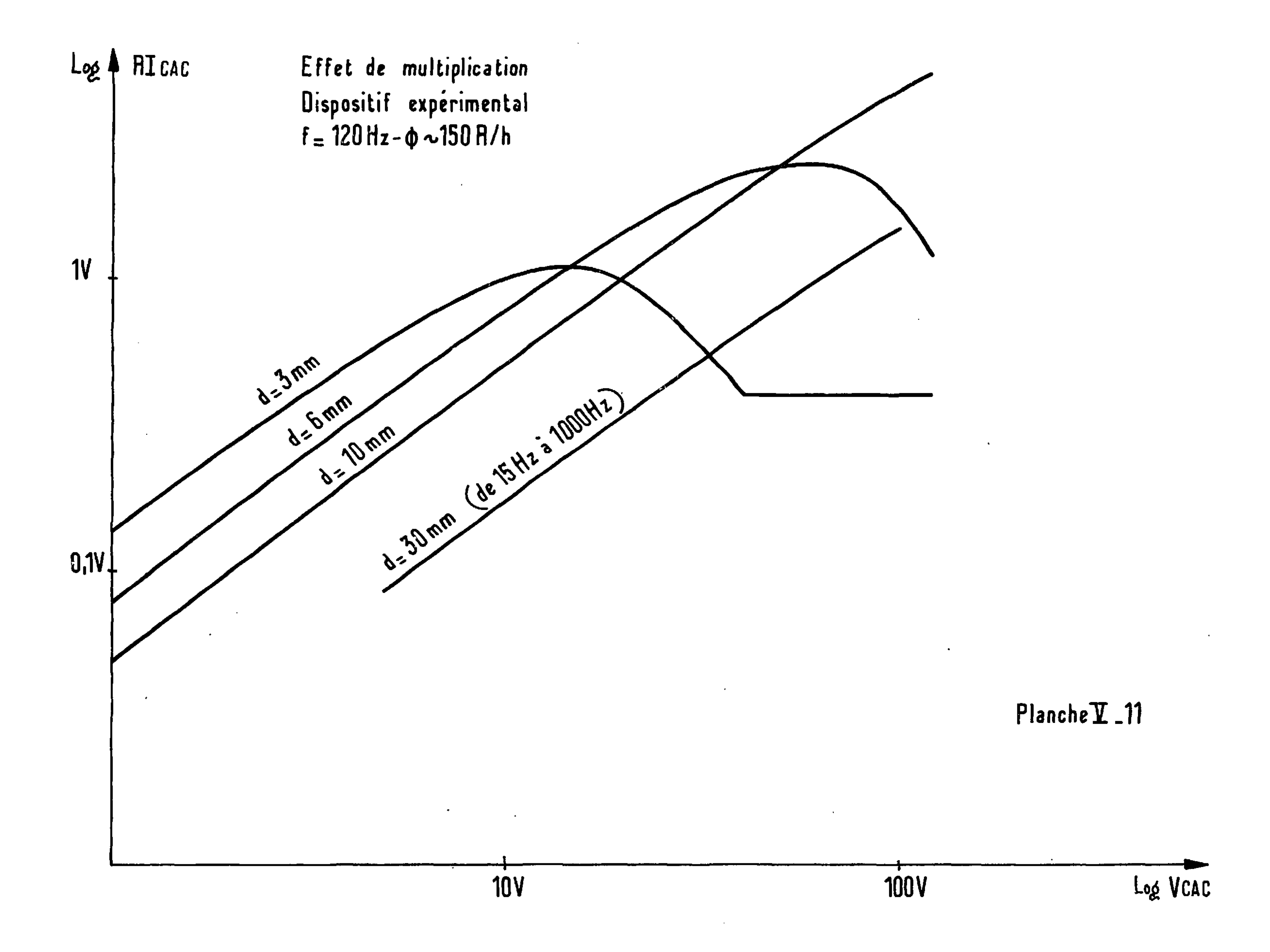
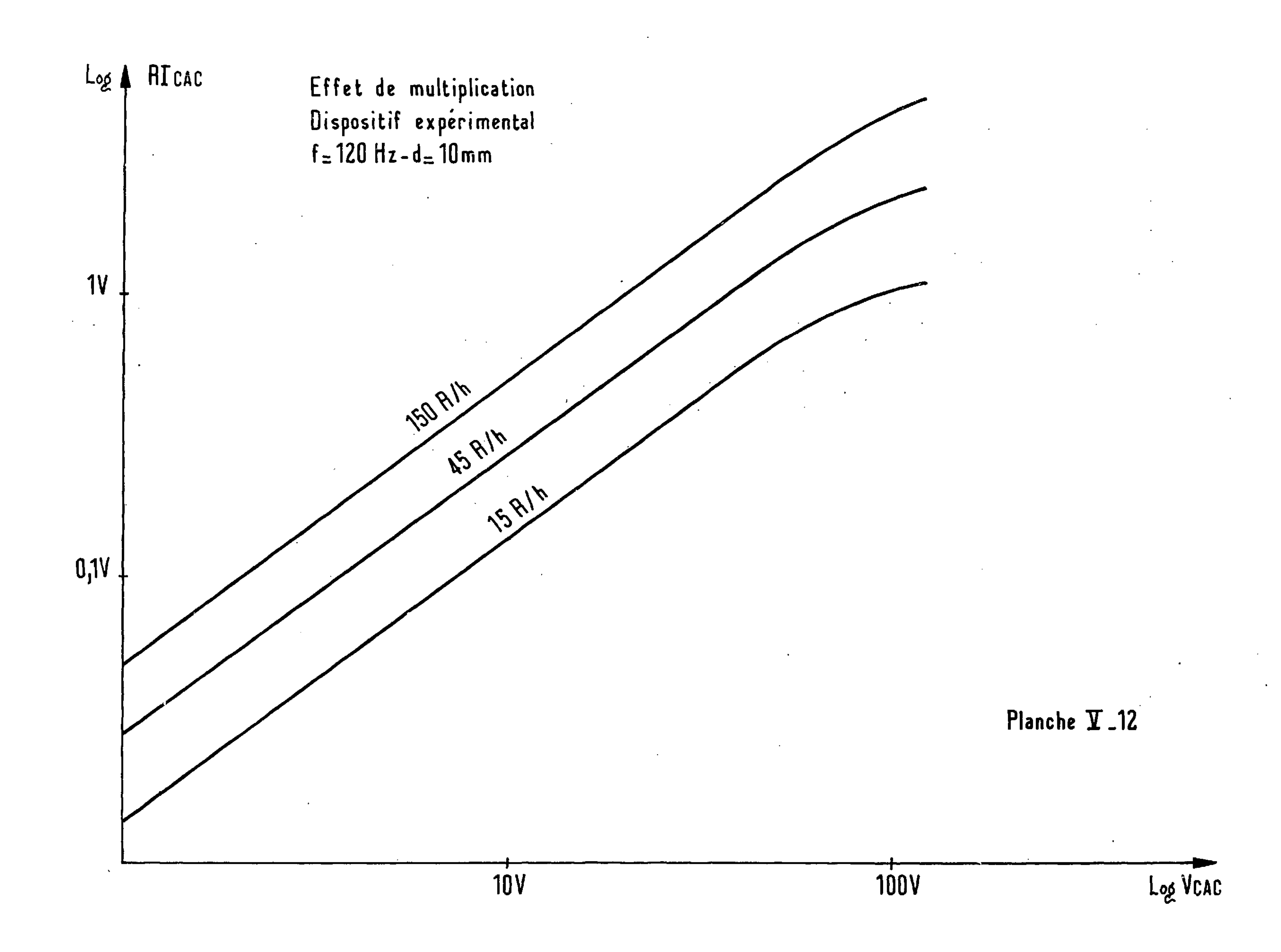
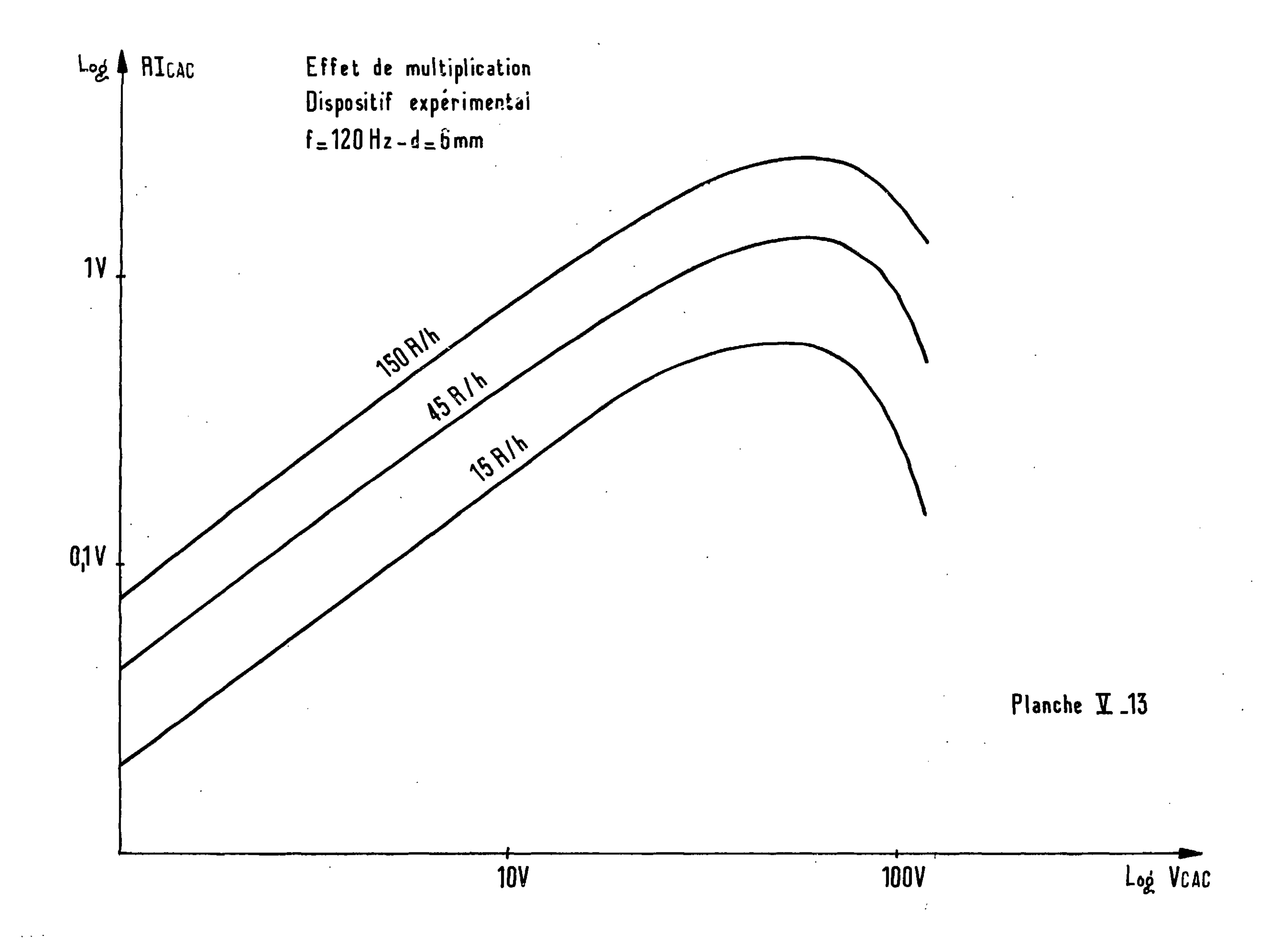

Log RI CAC
Effet de multiplication
Dispositif experimental : d=6 mm _ 250 R/h
10V
1V
500 Hz
190 Hz
110 Hz
60Hz
40Hz
24Hz
8Hz
10 V
100 V
Log VCAC

Planche V_10


Log RI CAC
Effet de multiplication
Dispositif expérimental
f = 120 Hz - φ ~150 R/h
1V
0,1V
d = 3mm
d = 6mm
d = 10 mm
d = 30 mm (de 15 Hz à 1000Hz)
10V
100V
Log VCAC
Planche V _11


Log RIcac
Effet de multiplication
Dispositif expérimental
f= 120 Hz - d= 10mm
1V
0,1V
150 R/h
45 R/h
15 R/h
10V
100V
Log Vcac
Planche V_12


Log RI_CAC
Effet de multiplication
Dispositif expérimental
f = 120 Hz - d = 6mm
1V
0,1V
150 R/h
45 R/h
15 R/h
10V
100V
Log V_CAC
Planche V_13

TROISIEME PARTIE

ETUDE DU FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES D'IONISATION SOUS FLUX DE RAYONNEMENT D'INTENSITE VARIABLE

CHAPITRE VI

FONCTION DE TRANSFERT D'UNE CHAMBRE D'IONISATION

La fonction de transfert explicite le lien entre l'intensité d'ionisation et le courant collecté et, en conséquence, pourrait de même s'appeler sensibilité en régime dynamique. Les différents paragraphes qui suivent ont pour objet de mener progressivement à l'expression théorique de la fonction de transfert dans diverses géométries, en absence ou présence de recombinaison.

VI. 1 - Valeur de la densité des charges en absence de recombinaison et de diffusion

Lorsqu'il s'agit de particules chargées de même signe, l'équation de conservation des porteurs s'écrit (Eq. II. 7 et II. 8) :

$$\frac{\delta n}{\delta t} = n_o(t) - \mathrm{div}\, n\, w$$

n étant la densité des charges positives (n^+) ou négatives (n^-) dépendant de l'espace et du temps : n (x, y, z, t)

W : vitesse de transport

n_o (t) : intensité de l'ionisation

Dans ce qui suit, on recherche les expressions de n (x, y, z, t), solutions de cette équation pour des géométries et des valeurs du terme source particulières.

VI. 1. 1 - Cas d'une géométrie plane

Soit une chambre d'ionisation constituée de deux plateaux parallèles d'espacement "d" et alimentée sous une tension constante V .

La vitesse de transport s'écrit approximativement :

$$w = \mu E = \mu \frac{V}{d}$$

Dans cette géométrie w étant constant et n fonction de x seulement, il vient :

$$\frac{\delta n(x,t)}{\delta t} = n_o(t) - w \frac{\delta n(x,t)}{\delta x}$$

Et après application de la transformation de Laplace sur la variable temps :

$$p\,N(p,x) - n(o,x) = n_o(p) - w \frac{\delta N(p,x)}{\delta x}$$

Dans le cas où n (o,x) est supposé nul, la résolution de cette équation donne, en choisissant n (x,t) nul pour x = o :

$$N(p,x) \doteq \frac{n_o(p)}{p} \left(+1 - e^{-\frac{p x}{w}}\right)$$

Dans le cas plus général où $n(o,x) \neq o$:

$$N(p,x) = \frac{n_o(p)}{p} \left(1 - e^{-\frac{p x}{w}}\right) + e^{-\frac{p x}{w}} \int_o^x \frac{n(o,x)}{w} e^{+\frac{p x}{w}} dx$$

- Premier exemple - Avec un échelon de flux $n_o(t) = n_o \times U(t)$ et en supposant $n(o,x) = o$, la densité des charges s'écrit :

$$n(t,x) = \int_o^t \left[n_o(t) \,.\, U(t) - n_o\left(t - \frac{x}{w}\right) .\, U\left(t - \frac{x}{w}\right) \right] dt$$

Soit, avec $n_o(t) = n_o \times U(t)$; [U (t) = fonction échelon]

Il vient : $$n(t,x) = n_o \left[t \,.\, U(t) - \left(t - \frac{x}{w}\right) U\left(t - \frac{x}{w}\right)\right]$$

n (t,x) est représenté figure VI.1.

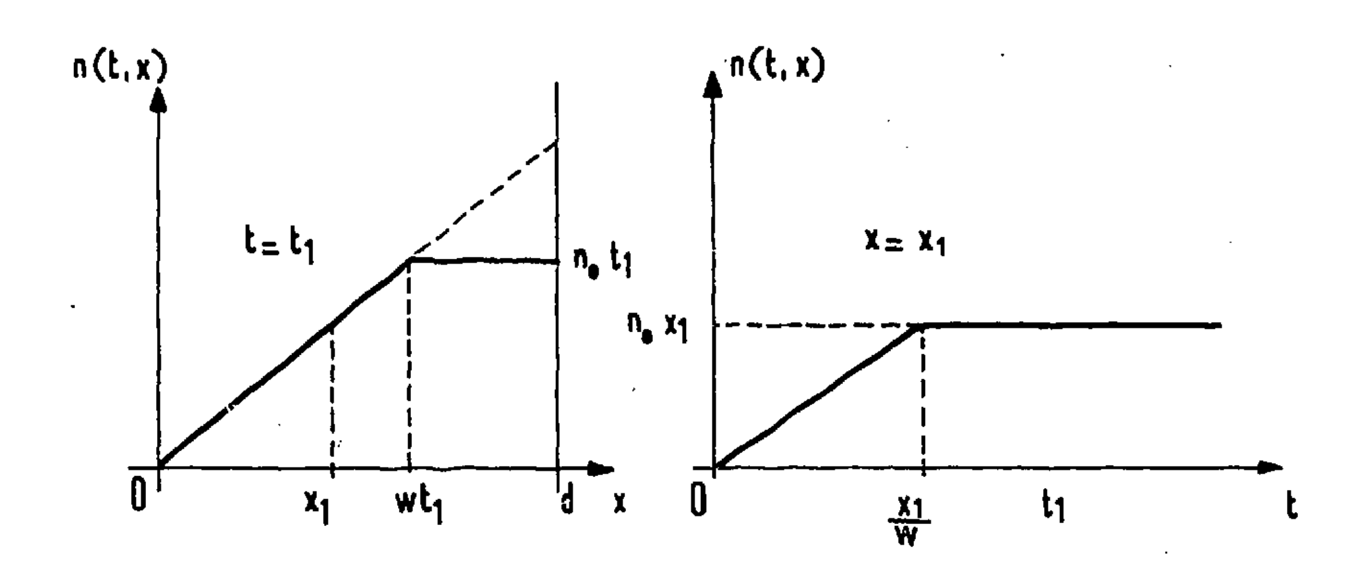


Figure VI.1 - Représentation de la densité des charges dans l'espace et dans le temps

- Deuxième exemple - Avec un flux modulé sinusoïdalement de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$

$n_o(t) = n_o(1 - \cos \omega t)$, il vient (figure VI.2) :

$$n(t,x) = n_o \left[t \,.\, u(t) - (t - \frac{x}{w}) \, u(t - \frac{x}{w}) \right] - \frac{n_o}{\omega} \left[\sin \omega t \,.\, u(t) - \sin \omega (t - \frac{x}{w}) \, u(t - \frac{x}{w}) \right]$$

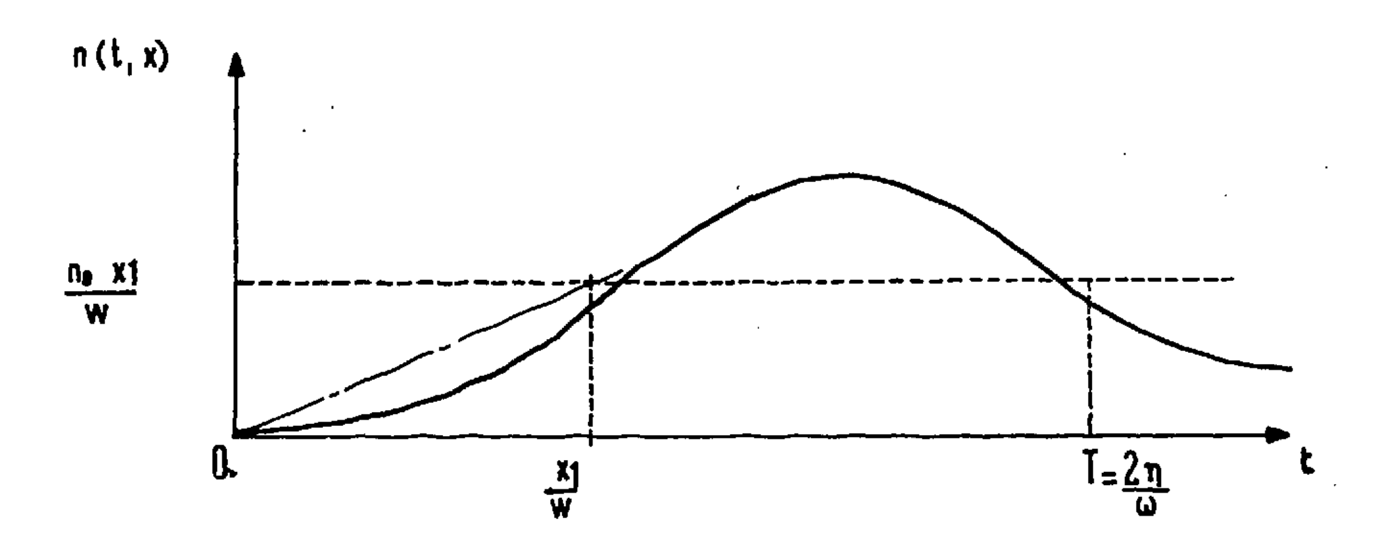


Figure VI.2 - Variation de la densité des charges dans le temps au point x = x1

VI.1.2 - Cas d'une géométrie cylindrique

Soit une chambre d'ionisation constituée de deux électrodes cylindriques de rayons r_1 et r_2, $r_2 > r_1$, et alimentée par une tension constante V .

Le champ électrique s'écrit : $E = \dfrac{V}{r\, L\left(\dfrac{r_2}{r_1}\right)} = \dfrac{c}{r}$

la vitesse de transport $w = \dfrac{\mu c}{r}$

L'équation de conservation s'écrit :

$$\frac{\delta n(r,t)}{\delta t} = n_o(t) - \frac{1}{r} \frac{\delta(r\, n\, w)}{\delta \cdot r}$$

ou

$$\frac{\delta n(r,t)}{\delta t} = n_o(t) - 2\,\mu c\, \frac{\delta n(r,t)}{\delta r^2}$$

Equation qui s'identifie facilement à celle obtenue dans le cas d'une géométrie plane ; d'où la solution en transformée de Laplace :

$$N(p,r) = \frac{n_o(p)}{p}\left(1 - e^{-\frac{p(r^2 - r_1^2)}{2\mu c}}\right) + A \,.\, e^{-\frac{p(r^2 - r_1^2)}{2\mu c}}$$

$$\text{avec } A = \int \frac{n(o,r)}{2\,\mu c}\, e^{+\frac{p(r^2 - r_1^2)}{2\mu c}}\, dr^2$$

Ce résultat est valable si on suppose que $n(r_1,t) = 0$; si au contraire $n(r_2,t) = 0$, il faut substituer r_2 à la place de r_1 .

VI.2 - Valeur du courant collecté

Le courant induit est donné par la formule (Eq. II.9) :

$$I(t) = \frac{e}{V} \iiint n(x,y,z,t) \cdot W(x,y,z) \cdot E(x,y,z)\, dV$$

Dans cette expression, le paramètre temps n'intervient que dans "n" ce qui permet d'écrire, après transformation de Laplace :

$$I(p) = \frac{e}{V} \iiint N(p,x,y,z) \cdot W \cdot E . dV$$

Le calcul de I (p) sera fait pour les deux géométries précédentes mais en supposant chaque fois que la densité initiale est nulle (n (o, x, y, z) = o).

VI. 2. 1 - Cas d'une géométrie plane :

On sait que $N(p,x) = \frac{n_o(p)}{P}\left(1 - e^{-\frac{Px}{w}}\right)$

d'où $I(p) = \frac{e \cdot w \cdot E \cdot n_o(p) \cdot S}{V P} \int_o^d \left(1 - e^{-\frac{Px}{w}}\right) dx$

ce qui donne :

$$I(p) = e \cdot n_o(p) \cdot dS \left[\frac{1}{\tau p} - \frac{1}{\tau^2 p^2}\left(1 - e^{-\tau p}\right) \right]$$

Résultat trouvé d'une autre façon par SUBRAMANIAM et VEDAM / 17 /

avec $\tau = \frac{d}{w} = \frac{d^2}{\mu V}$: temps de transit des charges entre les électrodes espacées de " d "

et S : surface utile des électrodes.

VI. 2. 2 - Cas d'une géométrie cylindrique :

Avec : $N(p,r) = \frac{n_o(p)}{p}\left(1 - e^{-\frac{p(r^2 - r_1^2)}{2\mu c}}\right)$

Il vient : $I(p) = \frac{e\, n_o(p)\ \mu c^2\, 1}{V \cdot p} \int_{r_1}^{r_2} \left(1 - e^{-\frac{p(r^2 - r_1^2)}{2\mu c}}\right) \pi \frac{d\, r^2}{r^2}$

1 étant la longueur utile des électrodes. Ce qui donne :

$$I(p) = \frac{e\, n_o(p)\, 2\pi\ \mu c\, 1}{p} \left[1 - \frac{1}{2 L \frac{r_2}{r_1}} \int_{r_1}^{r_2} e^{-\frac{p(r^2 - r_1^2)}{2\mu c}} \cdot \frac{d(r^2)}{r^2} \right]$$

Le calcul de l'intégrale située entre crochets n'est pas simple mais on peut espérer obtenir une expression satisfaisante dans le cas où le facteur en $\frac{1}{r^2}$ varie peu entre les bornes d'intégration.

Il faut remarquer que cette hypothèse revient à considérer un rapport r_2/r_1 assez voisin de l'unité, qu'ainsi on se rapproche beaucoup de la géométrie plane, et que ce cas se rencontre fréquemment en pratique.

Ce facteur $\frac{1}{r^2}$ étant supposé constant et égal à une valeur intermédiaire $\frac{1}{r_m^2}$, il vient :

$$I(p) = \frac{2\pi e n_o(p) \mu c l}{p} \left[1 - \frac{\mu c}{r_m^2 \cdot L \frac{r_2}{r_1} \cdot p} \left(1 - e^{-\frac{p(r_2^2 - r_1^2)}{2\mu c}} \right) \right]$$

Le calcul du temps de transit des charges entre les électrodes r_1 et r_2 donne :

$$\tau = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{W} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{r\,dr}{\mu c} = \frac{d^2}{\mu c}$$

avec $d^2 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2}$

Et le courant I(p) peut donc s'écrire, Si $\tau' = \frac{r_m^2 L \frac{r_2}{r_1}}{\mu c}$

$$I(p) = 2\pi e n_o(p) d^2 l \left[\frac{1}{\tau p} - \frac{1}{\tau\tau' p^2} (1 - e^{-\tau p}) \right]$$

En réalité, cette expression n'est pas correcte car elle ne donne pas, lorsque le temps tend vers l'infini et pour un échelon de flux, une valeur limite finie. Pour cette raison, il est préférable de prendre une expression de la forme suivante :

$$I(p) = 2\pi e \cdot n_o(p) \cdot l d^2 \left[\frac{1}{\tau p} - \frac{1}{\tau\tau_1 p^2} (1 - e^{-\tau_1 p}) \right]$$

Ainsi, lorsque $n_o(p) = \frac{n_o}{p}$ (échelon de flux) et lorsque le temps est suffisamment grand :

$$I(t) = \lim_{t \to \infty} (P \times I(p)) = 2 \pi e n_o d^2 l . \left(\frac{\tau l}{2 \tau}\right)$$

$$\quad p \quad o$$

La limite du courant I (t) est finie, ce qui est acceptable.

VI. 3 - Fonction de transfert d'une chambre d'ionisation

La fonction de transfert F (p) sera définie par :

$$F(p) = \frac{I(p)}{n_o(p)}$$

La grandeur d'entrée choisie est n_o (p), intensité de l'ionisation produite par cm^3.s, alors qu'en pratique celle que l'on veut détecter est le flux ionisant ϕ (p). Il faut remarquer cependant que F (p) intervient entre I (p) et ϕ (p) suivant la relation :

$$\frac{I(p)}{\phi(p)} = F(p) . \frac{n_o(p)}{\phi(p)}$$

et que le rapport $\frac{n_o(p)}{\phi(p)}$ peut être supposé sans atténuation, ni retard. En réalité, du fait de l'existence d'un flux d'électrons associés au rayonnement et de son rôle d'agent ionisant secondaire, une constante de temps peut intervenir entre ϕ (p) et n_o (p) mais elle est bien souvent négligeable.

Le courant I (p) qui entre dans la définition de F (p) est le courant total induit composé du courant I^+ (p) dû aux charges positives et du courant I^- (p) dû aux charges négatives.

Ainsi dans le cas d'une géométrie plane :

$$F(p) = \frac{I^+(p) + I^-(p)}{n_o(p)}$$

$$F(p) = e\, d\, S \left[\frac{1}{\tau^+ p} - \frac{1}{(\tau^+)^2 p^2} (1 - e^{-\tau^+ . p}) + \frac{1}{\tau^- p} - \frac{1}{(\tau^-)^2 . p^2} (1 - e^{-\tau^- p}) \right]$$

avec

$$\tau^+ = \frac{d}{w^+} = \frac{d^2}{\mu^+ V}$$

$$\tau^- = \frac{d}{w^-} = \frac{d^2}{\mu^- V}$$

Mais en réalité la détermination de F (p) n'est pas aussi simple. Il faut parfois tenir compte de l'attachement des électrons et lorsque le coefficient d'attachement α est différent de zéro ou de l'unité, F (p) s'écrit :

$$F(p) = \frac{I^+(p) + (1-\alpha)\, I_e^-(p) + \alpha\, I_i^-(p)}{n_o(p)}$$

avec

$I_e^-(p)$: courant induit dû aux électrons

$I_i^-(p)$: courant induit dû aux ions négatifs.

Plus souvent encore il faut tenir compte des pertes par recombinaison qui apparaissent lorsque le rapport entre tension èt flux ionisant devient trop faible. Le calcul exact de F (p) est alors très compliqué et sera examiné en (VI. 5) dans le cas particulier d'un échelon de flux. Tout ce que l'on peut dire présentement c'est que dans le cas d'un échelon de flux, le courant I (t) atteindra une valeur limite nécessairement égale à $K\, I_o$ pour un temps infini, K étant l'efficacité de la collection du courant calculée au Chapitre III. 2. 6.

$$K = \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{\delta\, I_o}{V^2}\right]^{1/2}}$$

VI. 4 - Expression du courant collecté en absence de recombinaison sous flux modulé en impulsion ou sinusoïdalement

VI. 4. 1 - Cas d'un échelon de flux ou d'une impulsion de longue durée

- Avec attachement maximum : $\alpha = 1$

Dans ce cas, le temps de transit des charges positives et négatives est sensiblement identique $\tau^+ \# \tau^-$, la mobilité des ions étant du même ordre de grandeur. Ceci est surtout valable en géométrie plane pour laquelle la fonction de transfert s'écrit, en absence de recombinaison :

$$\frac{I(p)}{n_o(p)} = 2\, e\, d\, S \left[\frac{1}{\tau p} - \frac{1}{\tau^2 p^2} \left(1 - e^{-\tau p}\right) \right]$$

avec $\tau = \tau^+ = \tau^- = \frac{d^2}{\mu V}$

L'échelon de flux s'écrit : $n_o(p) = \frac{n_o}{p}$

D'où la valeur de I (t) :

$$I(t) = 2\,e\,n_o\,d\,S \left[\frac{t}{\tau} U(t) - \frac{t^2}{2\tau^2} U(t) + \frac{(t-\tau)^2}{2\tau^2} U(t-\tau) \right]$$

U (t) étant la fonction échelon définie par :

$$\begin{cases} U(t) = 0 & \text{pour } t < 0 \\ U(t) = 1 & \text{pour } t \geq 0 \end{cases}$$

Soit $I_o = e\,n_o\,d\,S$, la valeur du courant saturé en régime établi, il s'ensuit :

$$I(t) = 2\,I_o \left[\frac{t}{\tau} U(t) - \frac{t^2}{2\tau^2} U(t) + \frac{(t-\tau)^2}{2\tau^2} U(t-\tau) \right]$$

La figure VI. 3 représente la variation théorique de I (t) dans le cas d'une impulsion de flux de durée $\Theta \gg \tau$. La forme de la montée et de la descente du courant est bien différente de l'exponentielle habituellement présente dans les signaux électroniques. Cette allure se retrouve en pratique comme il est montré en VI. 6.

Lorsque la géométrie est cylindrique et que le rapport r_2/r_1 n'est pas trop différent de l'unité, on peut supposer que les valeurs des constantes τ^+, τ_1^+, τ^-, τ_1^- sont toutes égales à $\tau = \frac{d^2}{\mu c}$. L'expression théorique de I (t) reste identique à celle calculée ci-dessus.

- <u>Avec attachement</u> : minimum : $\alpha = 0$.

Les temps de transit τ^+ et τ^- étant très différents, le courant I (t) se détermine en calculant séparément $I^+(t)$ et $I^-(t)$. La figure VI. 4 représente la variation théorique de I (t) lorsque $\tau^+ = 4\ \tau^-$ c'est-à-dire $\bar{\mu} = 4\ \mu^+$. On remarque que le temps de réponse à 100 °/₀ du courant d'une chambre a pour valeur le temps de transit le plus long τ^+

VI. 4. 2 - <u>Cas d'impulsions de flux de courte durée $\theta \leq \tau$</u>

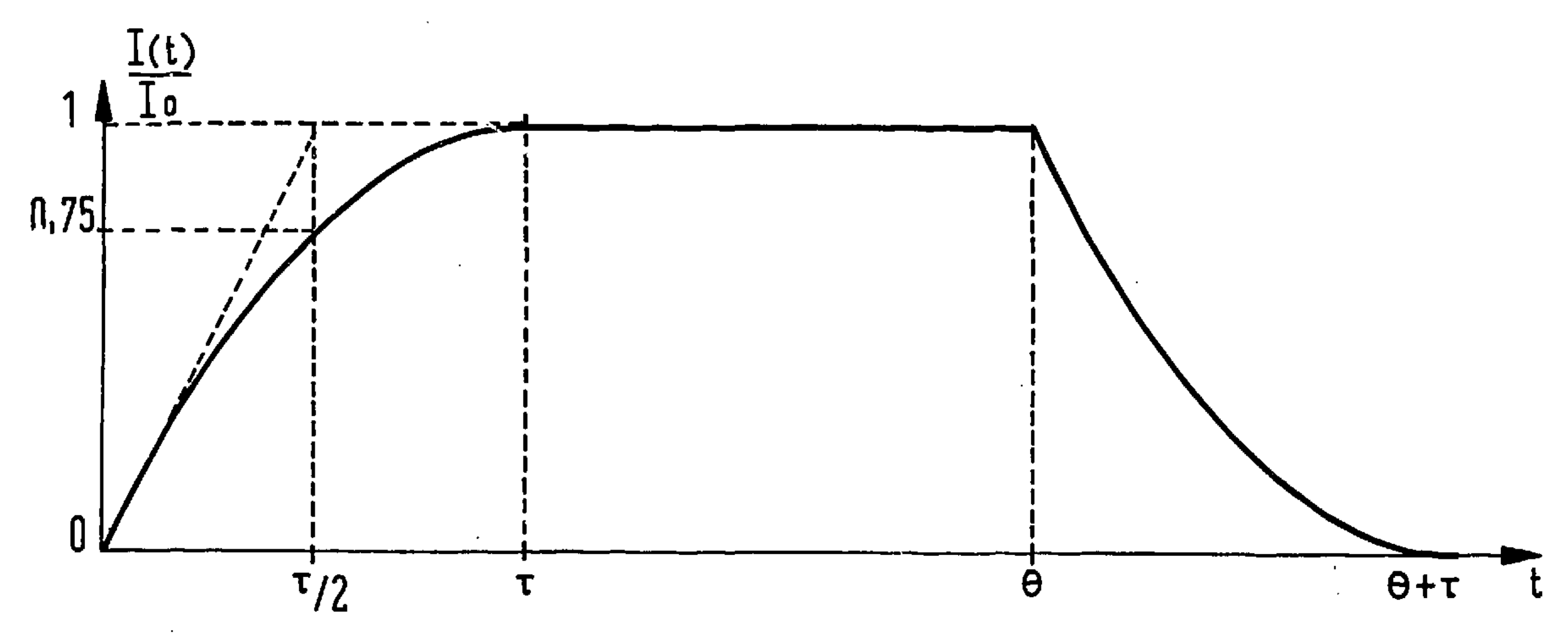


Fig. VI_3 : Réponse à une impulsion de flux avec α = 1

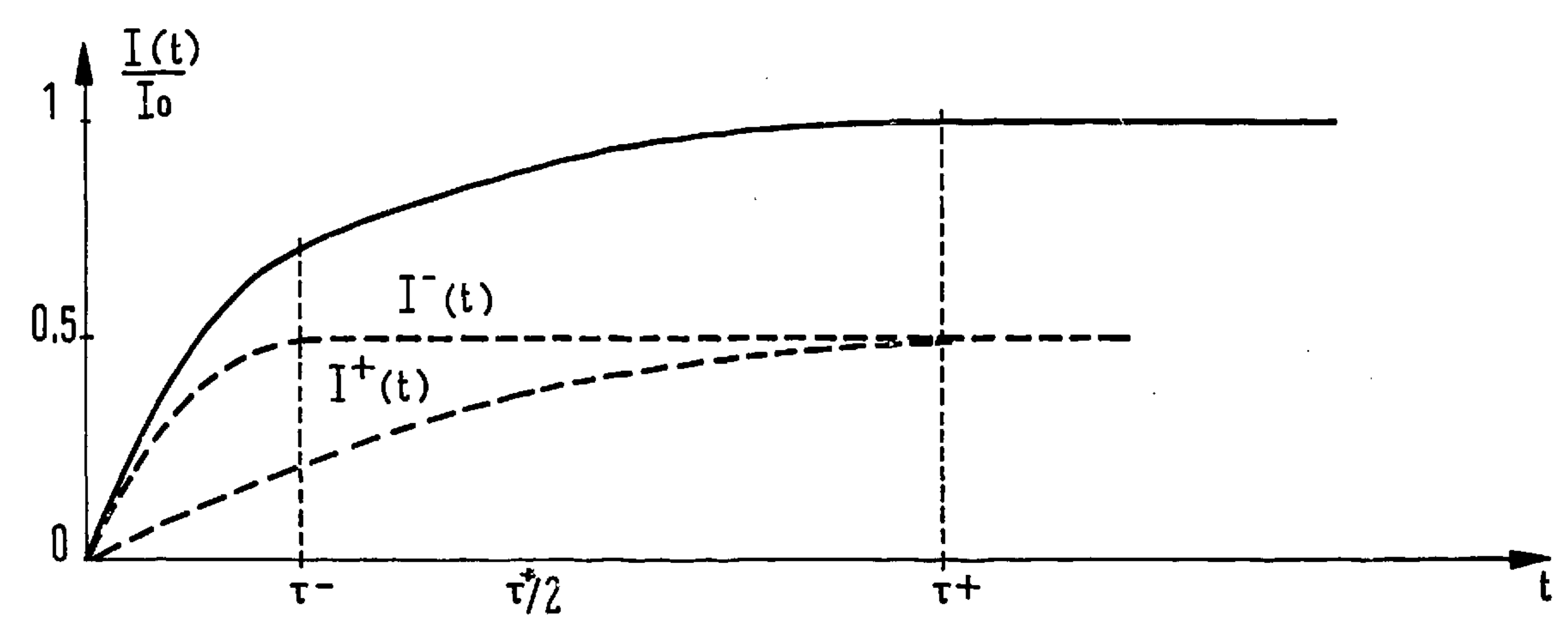


Fig. VI_4 : Réponse à un échelon de flux avec α = 0

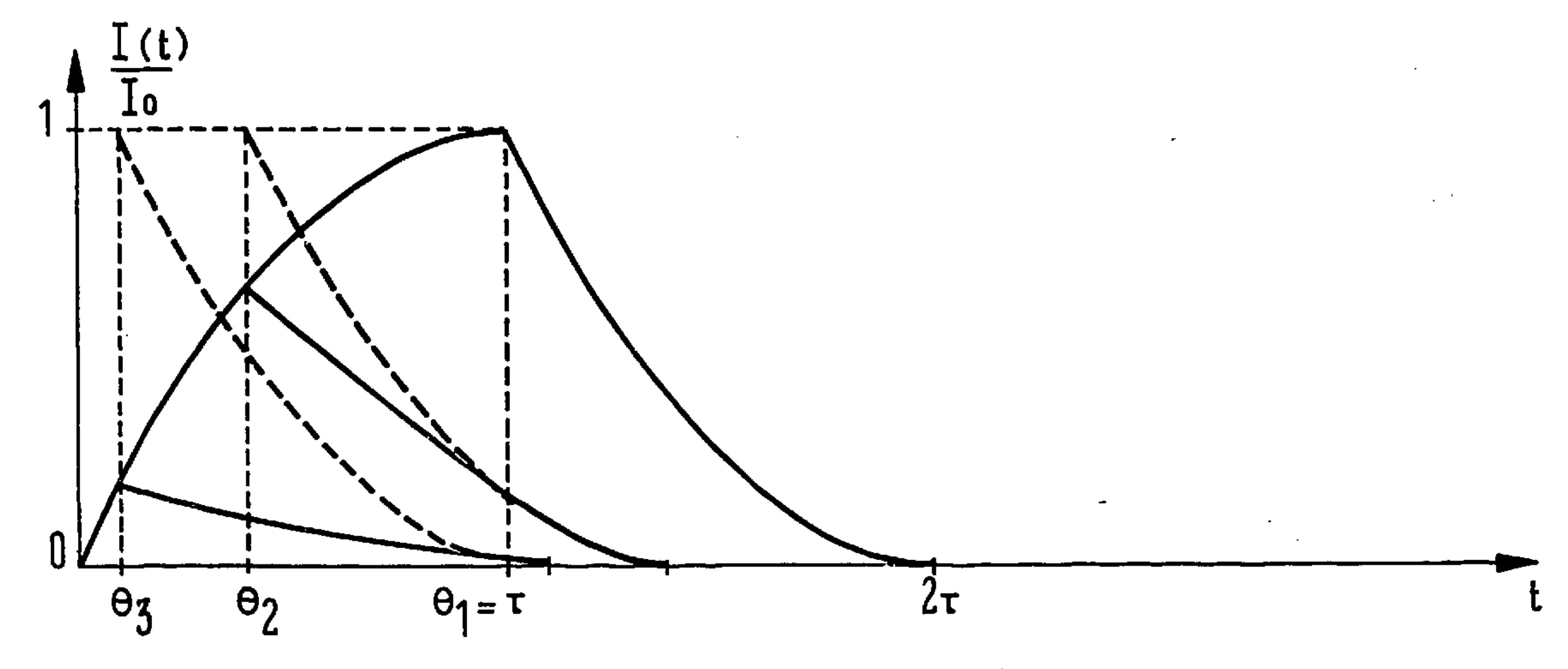


Fig. VI_5 : Réponse à des impulsions de faible durée

VI. 4. 2 - Cas d'impulsions de flux de courte durée $\theta \leqslant \tau$

La grandeur d'entrée s'écrit :

$$n_o (t) = n_o U (t) - n_o U (t - \theta)$$

ou encore $$n_o (p) = \frac{n_o}{p} (1 - e^{-\theta p})$$

Et le courant théorique I (t) peut s'expliciter ainsi :

$$I (t) = I_E (t) . U (t) - I_E (t - \theta) . U (t - \theta)$$

I_E (t) étant la réponse à un échelon de flux.

La figure VI. 5 montre l'allure théorique de I (t) dans un cas simple où l'attachement est maximum et où toutes les constantes sont égales à τ .

La durée des impulsions est θ_1 , θ_2 , θ_3

VI. 4. 3 - Cas d'un flux modulé sinusoïdalement

Soit une entrée de la forme :

$$n_o (t) = n_o (1 + \cos w t)$$

Lorsque la fonction de transfert a une seule constante τ , ce qui est souvent le cas pour les chambres ordinaires remplies d'air, le courant collecté se compose d'un terme continu I_o et d'un autre terme qui s'écrit :

$$\frac{I (t)}{I_o} = \mathcal{R}e \left[\frac{1}{j \omega \tau} + \frac{1}{\omega^2 \tau^2} (1 - e^{-j\omega\tau}) \right] e^{j \omega t}$$

Cette expression est vraie en régime établi uniquement.

On en déduit l'amplitude :

$$\frac{I M}{I_o} = 1 + \left[(1 - \cos \omega\tau)^2 + (\omega\tau - \sin \omega\tau)^2 \right]^{1/2}$$

Et le déphasage ψ : $$\text{tg}\, \psi = \frac{\omega \tau - \sin \omega \tau}{1 - \cos \omega \tau}$$

VI. 5 - Expression du courant collecté en présence de la recombinaison sous une impulsion de flux

VI. 5. 1 - Influence de la recombinaison sur la densité des charges

VI. 5. 1. 1 - En régime d'ionisation continue

Il a été montré au Chapitre III que le courant moyen collecté pouvait s'écrire :

$$i = K I_o \quad \text{avec} \quad K = \frac{2}{1 + \left[1 + \left(\frac{\delta I_o}{V^2}\right)\right]^{1/2}}$$

et

$$\frac{\delta I_o}{V^2} = \frac{\beta n_o d^2}{w^+ w^-} \quad \text{en géométrie plane.}$$

δ étant appelé le coefficient critique de la recombinaison volumique.

Cette expression, qui s'avère certes d'un emploi très commode et dont la précision est excellente, ne décrit que l'affaiblissement du courant, résultat final du phénomène. On ne peut prétendre déterminer, par la méthode de calcul employée, la valeur exacte de la densité des charges. Or, dans l'étude en régime d'ionisation variable qui suit, il apparaît d'un grand intérêt de connaître de façon précise la densité en régime d'ionisation continue. C'est pour cette raison qu'une solution exacte au problème est exposée ci-après.

Soit le cas d'une chambre à électrodes planes parallèles espacées de " d " ; les équations fondamentales en régime continu s'écrivent :

$$\begin{cases} w^+ \cdot \dfrac{dn^+}{dx} + \beta n^+ n^- = n_o \\ - w^- \cdot \dfrac{dn^-}{dx} + \beta n^+ n^- = n_o \end{cases}$$

w^+ et w^- étant ici des valeurs scalaires.

Partant de ces deux équations, on retrouve la relation bien connue div j = o soit :

$$w^+ \frac{dn^+}{dx} = - w^- \frac{dn^-}{dx}$$

d'où on déduit :

$$w^+ n^+ = -w^- n^- + \text{constante}$$

Et comme physiquement, il doit exister une symétrie entre n^+ et n^- par rapport à un plan perpendiculaire au champ électrique, on peut poser :

$$\begin{cases} w^+ . n^+ = n_o \left[g + f(x - x_o) \right] \\ w^- . n^- = n_o \left[g - f(x - x_o) \right] \end{cases}$$

Les équations fondamentales se réduisent à :

$$n_o \frac{df}{dx} + \beta \frac{n_o^2}{w^+ w^-} (g^2 - f^2) = n_o$$

D'où, après résolution :

$$f = \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o} - g^2 \right)^{1/2} \quad tg \left[\frac{\beta n_o}{w^+ . w^-} \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o} - g^2 \right)^{1/2} (x - x_o) \right]$$

Les valeurs de g et de x se déterminent par les conditions aux limites :

$$\begin{cases} n^+ (x) = o \quad \text{pour } x = o \\ n^- (x) = o \quad \text{pour } x = d \end{cases}$$

qui après calculs donnent :

$$\begin{cases} x_o = d/2 \\ g = f(x_o) = f(d/2) \quad \text{ce qui s'écrit :} \end{cases}$$

$$g = \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o} - g^2 \right)^{1/2} . \; tg \left[\frac{\beta n_o}{w^+ w^-} \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o} - g^2 \right)^{1/2} \frac{d}{2} \right]$$

En conclusion, n^+ et n^- s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} n^+ = \frac{n_o}{w^+} \left[g + B \, tg \, k \, (x - d/2) \right] \\ n^- = \frac{n_o}{w^-} \left[g - B \, tg \, k \, (x - d/2) \right] \end{cases}$$

Mais en ce qui concerne la détermination de " g " l'expression ci-dessus peut être remplacée par une autre expression approximative et souvent assez précise comme ce qui suit le montre. En effet, la valeur du courant total est donnée par :

$$i = e\,(n^+ w^+ + n^- w^-)\,S$$

S étant la surface de chaque électrode et " e " la charge de l'électron

c'est-à-dire :

$$i = 2\,e\,n_o\,S\,g = \frac{2\,g}{d} \times I_o$$

avec $I_o = e\,n_o\,S\,d$

Expression qui est identique à $i = K\,I_o$ si : $K = \frac{2\,g}{d}$

C'est ce qui sera vérifié maintenant.

D'abord il faut remarquer que, lorsque la recombinaison est faible, le terme $\frac{\beta\,n_o}{w^+ w^-}$ est très petit et la fonction tg k (x - d/2) peut être assimilée à son arc.

Dans cette hypothèse, il est possible d'expliciter g à partir de sa définition précédente qui s'écrit :

$$g = \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o} - g^2\right) \frac{\beta n_o\,d}{2\,w^+ w^-}$$

et qui donne :

$$g = \frac{d}{1 + \left(1 + \frac{\beta n_o\,d^2}{w^+ w^-}\right)^{1/2}} = \frac{Kd}{2}$$

L'égalité $K = \frac{2g}{d}$ est donc vérifiée lorsque la recombinaison est faible.

Ensuite, lorsque le terme $\frac{\beta\,n_o}{w^+ w^-}$ devient grand, l'approximation de la tangente à son arc n'est plus justifiée. Mais physiquement, la valeur de l'arc (k (x - d/2)) ne doit jamais dépasser $\pm \frac{\pi}{2}$, ce qui s'exprime par :

$$\frac{\beta\,n_o}{w^+ w^-} \left(\frac{w^+ w^-}{\beta\,n_o} - g^2\right)^{1/2} .\ d < \pi/2$$

ou :
$$\left(1 - \frac{g^2 \cdot \beta n_o}{w^+ w^-}\right)^{1/2} < \frac{\pi}{2d} \times \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o}\right)^{1/2}$$

Le second membre tendant vers zéro, l'inégalité se vérifie si g tend vers $\left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o}\right)^{1/2}$.
En examinant l'expression de K on constate que, de même, K tend vers $\frac{2}{d} \left(\frac{w^+ w^-}{\beta n_o}\right)^{1/2}$.

Finalement, que la recombinaison soit faible ou très élevée, il y a identité entre les valeurs de K et de $\frac{2g}{d}$. Pour les valeurs intermédiaires le tableau ci-dessous montre que le terme $\frac{2g}{d}$ peut être approximé à la valeur de K avec une précision extrêmement satisfaisante.

Tableau comparatif entre $\frac{2g}{d}$ et K lorsque d = 2

$\frac{\beta n_o}{w^+ w^-}$	0,01	0,183	1	10	90	10 000
$\frac{2g}{d}$	0,98	0,87	0,68	0,284	0,095	0,01
k	0,98	0,865	0,618	0,27	0,1	0,01

La précision relative obtenue sur $\frac{2g}{d}$, en l'évaluant à K, est de l'ordre de 5 °/₀.

En outre, on montre, par cette comparaison, combient est précise l'expression théorique approximative du courant collecté $i = K I_o$ développée au Chapitre III.

Pour illustrer ce qui précède, la figure VI. 6 représente l'expression théorique $n^+ = \frac{n_o}{w} \left[g - f(x - d/2)\right]$ en fonction de x dans le cas où $\frac{\beta n_o d^2}{w^+ w^-} = 360$ et d = 2, ce qui implique K = 0,1 et $g \sim 0,1$. La fonction f (x - d/2) s'écrit alors :

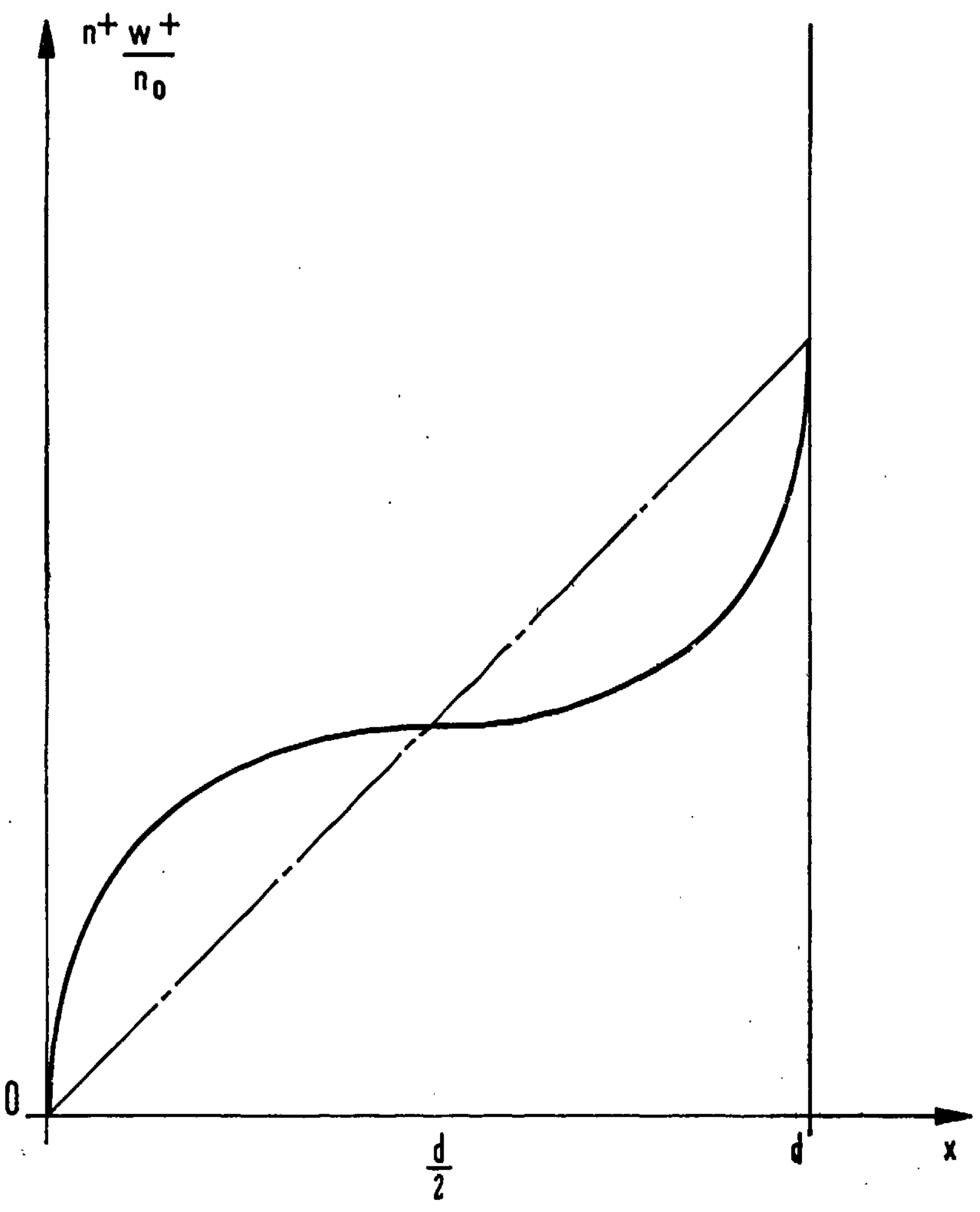
$$f(x - d/2) = 0,155 \text{ tg } 1,4 (x - 1)$$

Remarques :

1 - Dans la suite de cette étude, le terme $\frac{\beta n_o}{w^+ w^-}$ sera remplacé par son égal :

$$\frac{\beta n_o}{w^+ w^-} = \frac{4(1 - K)}{d^2 K^2}$$

Le terme K a l'avantage d'être plus représentatif.



$$\frac{\beta n_0 d^2}{w^+ w^-} = 360 \text{ et } d = 2$$

$K = 0{,}1$; $g = 0{,}1$; $f\,(x - x_0) = 0{,}155\ \mathrm{tg}\,1{,}4\,(x - 1)$

Fig. VI_6 : Représentation de la densité théorique n^+ ou n^- dans l'espace interelectrodes

2 - La solution exacte déterminée ci-dessus est équivalente à celle proposée par TOWNSEND / 11 /. En effet, on retrouve aisément l'expression citée au Chapitre III en écrivant comme le fait TOWNSEND

$$j = e\,(n^+ w^+ + n^- w^-)$$

j étant la densité de courant.

Il s'ensuit : $j = 2\,e\,n_o\,g$

et en remplaçant dans la définition de g (soit $g = f\,(d/2)$), le terme g par sa valeur en j, c'est-à-dire $\frac{j}{2\,e\,n_o}$.

Il vient alors :

$$\frac{j}{2\,e\,n_o} = \left(\frac{w^+ w^-}{\beta\,n_o} - \frac{j^2}{4\,e^2\,n_o^{\,2}}\right)^{1/2} \mathrm{tg}\left[\frac{\beta\,n_o}{w^+\,w^-}\left(\frac{w^+ w^-}{\beta\,n_o} - \frac{j^2}{4\,e^2\,n_o^{\,2}}\right)^{1/2}\frac{d}{2}\right]$$

Expression qui est identique à celle donnée par TOWNSEND :

$$\left(\frac{4\,n_o\,w^+\,w^-\,e^2}{\beta\,j^2} - 1\right)^{1/2} \mathrm{tg}\left[\frac{\beta\,j\,d}{4\,e\,w^+\,w^-}\left(\frac{4\,n_o\,w^+\,w^-\,e^2}{\beta\,j^2} - 1\right)^{1/2}\right] = 1$$

VI. 5. 1. 2 - Cas d'un échelon de flux $n_o\,(t) = n_o\;U\,(t)$

Le problème, dans un cas plus général, devenant beaucoup trop difficile à résoudre, on se limite volontairement ici à une variation de flux en échelon et à une géométrie plane.

Les équations fondamentales s'écrivent dans ce cas :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\delta n^+}{\delta t} + w^+\,\dfrac{\delta n^+}{\delta x} + \beta n^+ n^- = n_o\,.\,U\,(t) \\[2ex] \dfrac{\delta n^-}{\delta t} - w^-\,\dfrac{\delta n^-}{\delta x} + \beta n^+ n^- = n_o\,.\,U\,(t) \end{array}\right.$$

A partir desquelles on retrouve aisément la relation $\mathrm{div}\,j = -\frac{\delta}{\delta t}\,e\,(n^+ - n^-)$ qui s'explicite :

$$\frac{\delta n^+}{\delta t} - \frac{\delta n^-}{\delta t} + w^+\,\frac{\delta n^+}{\delta x} + w^-\,\frac{\delta n^-}{\delta x} = o$$

Pour déterminer les valeurs de $n^+(x,t)$ et de $n^-(x,t)$ qui vérifient ces équations, il est nécessaire de faire des hypothèses.

La première qui vient à l'esprit en raison du mécanisme de transport identique pour les charges (+) et pour les charges (-), s'exprime par :

$$w^+ . n^+(x) = w^- . n^-(d - x)$$

Cette condition n'aide pas beaucoup à la résolution, aussi allons nous tenir compte des connaissances acquises précédemment sur n^+ et n^- en régime variable sans recombinaison, et en régime continu.

L'étude se dissocie en trois parties. Les vitesses w^+ et w^- seront supposées assez voisines et égales à w :

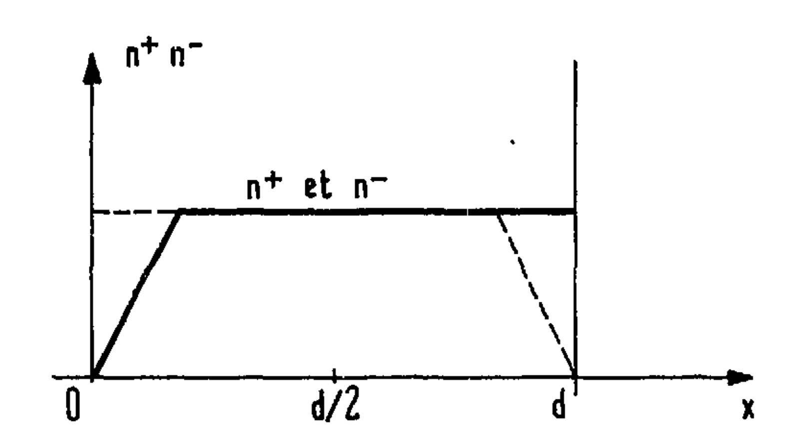


Figure VI.7 - Représentation approximative de n^+ et de n^- dans l'espace interélectrode au temps $t < \frac{T}{2}$

1 - Lorsque $w^- t < x \leq \frac{d}{2}$ (figure VI.7).

A cause des conditions limites imposées par les parois et en se référant au résultat du paragraphe VI.1.1 on peut dire qu'il existe une zone centrale où :

$$\frac{\delta n^+}{\delta x} = \frac{\delta n^-}{\delta x} = 0$$

ce qui impose d'après les équations fondamentales :

$$\frac{\delta n^+}{\delta t} = \frac{\delta n^-}{\delta t}$$ d'où on peut poser :

$$\begin{cases} n^+ = \dfrac{n_o}{w^+} \; l\,(t) \\ n^- = \dfrac{n_o}{w^-} \; l\,(t) \end{cases}$$

l (t) se détermine à l'aide des équations qui deviennent :

$$\frac{n_o}{w} \cdot \frac{d}{dt} \, l\,(t) + \frac{\beta \, n_o^2}{w^2} \cdot l^2\,(t) = n_o$$

d'où :

$$l\,(t) = \left(\frac{w^2}{\beta \, n_o}\right)^{1/2} \text{th} \left(\frac{\beta \, n_o}{w^2}\right)^{1/2} . \; wt$$

et en remplaçant $\frac{\beta n_o}{w^2}$ par $\frac{4\,(1 - K)}{d^2 \; K^2}$ il vient :

$$l\,(t) = \frac{K d}{2\,(1 - K)^{1/2}} \; \text{th} \left[\frac{2\,(1 - K)^{1/2}}{K} \cdot \frac{t}{\tau}\right]$$

On remarque que lorsque k tend vers 1 (recombinaison négligeable) l (t) tend vers wt au moins pendant un certain temps.

2 - Lorsque $x \leqslant d < wt$

On retrouve alors le cas du régime continu où :

$$\frac{\delta n^+}{\delta t} = \frac{\delta \, n^-}{\delta \, t} = o$$

et en conséquence :

$$\frac{\delta \, n^+}{\delta \, x} = - \frac{\delta \, n^-}{\delta \, x}$$

On sait que la résolution donne :

$$\begin{cases} n^+ = \dfrac{n_o}{w^+} \left[g + B \, \text{tg} \, k \, (x - d/2) \right] \\ n^- = \dfrac{n_o}{w^-} \left[g - B \, \text{tg} \, k \, (x - d/2) \right] \end{cases}$$

Il faut remarquer au passage que :

$$\lim_{t \to \infty} (1 - K)^{1/2} \, 1 (t) = \frac{Kd}{2} = g$$

En conséquence lorsque $K \ll 1$, on peut écrire :

$$1 (t) \longrightarrow g$$
$$t \longrightarrow \infty$$

3 - Lorsque $x < wt < d$

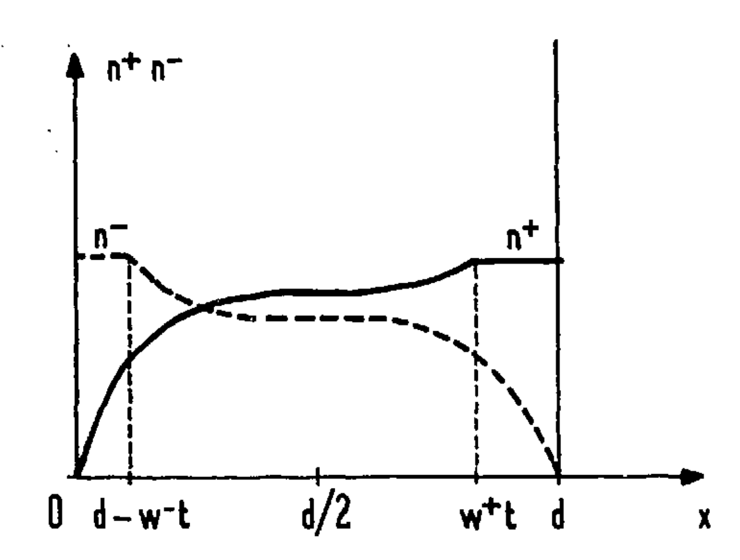


Figure VI. 8 - Représentation approximative de n^+ et n^- au temps t

Dans cette zone, avec la représentation graphique que l'on peut imaginer d'après les résultats théoriques précédents, il apparaît très difficile de déterminer les fonctions $n^+ (x,t)$ et $n^- (x,t)$ car on ne sait quelles conditions valables imposer. En réalité, comme il le sera montré plus loin, la connaissance imprécise des densités dans cet intervalle de temps n'a que peu d'importance pour le calcul du courant induit. Le problème restera donc en suspens.

Dès maintenant il faut remarquer que lorsque la recombinaison est assez élevée, la configuration de la densité des charges en régime continu est approximativement atteinte au bout d'un temps t voisin de $\tau /2$ ceci du fait que la distribution en tg $(x - x_o)$ engendre un plateau central très large (voir figure VI. 6) dans l'espace interléectrode.

Remarque :

Une solution de la forme :

$$\begin{cases} n^+ = \dfrac{n_o}{w} \left[A \, th \, c \, w \, t + B \, tg \, k \, (x - d/2) \right] \\ n^- = \dfrac{n_o}{w} \left[A \, th \, c \, w \, t - B \, tg \, k \, (x - d/2) \right] \end{cases}$$

peut vérifier les équations fondamentales mais malheureusement ne peut satisfaire aux conditions aux limites.

VI. 5. 1. 3 - Cas d'une impulsion de flux

$$n_o(t) = n_o \left[U(t) - U(t - \theta) \right]$$

Lorsque $0 < t < \theta$, le problème est celui d'une échelon de flux et les densités n^+ et n^- ont été déterminée ci-dessus.

Lorsque $t > \theta$, le terme source $n_o(t)$, dû à la présence du flux, devient nul. A partir de l'instant $t = \theta$ les charges présentes dans l'espace interélectrode s'écoulent peu à peu vers les électrodes. Les équations qui régissent leur distribution s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{\delta n^+}{\delta t} + w^+ . \dfrac{\delta n^+}{\delta x} + \beta n^+ n^- = o \\ \dfrac{\delta n^-}{\delta t} - w^- . \dfrac{\delta n^-}{\delta x} + \beta n^+ n^- = o \end{cases}$$

Seul le cas où les impulsions sont de faible durée $\theta \ll \tau$ peut être facilement résolu. En effet il est alors possible d'admettre qu'entre les instants 0 et θ, le transport des charges est négligeable et qu'au temps $t = \theta$, $n^+ = n^-$ dans tout le volume. Après $t = \theta$ et pendant toute la durée où les charges (+) et (-) se croisent, c'est-à-dire jusqu'à $\theta + \dfrac{d}{w^+ + w^-}$, la disparition par recombinaison de celles-ci, s'exprime par :

$$\frac{dn}{dt} = - \beta n^2$$

d'où

$$n^+(t) = \frac{n^+(\theta)}{n^+(\theta) . \beta . (t - \theta) + 1} \quad \text{pour } t > \theta$$

Cette formule s'applique chaque fois que, en fin d'ionisation, la densité des charges est constante dans l'espace interléectrode. Il n'est d'ailleurs pas nécessaire que $n^+ = n^-$, on peut également avoir $n^+/n^- \neq 1$.

VI. 5. 2 - Valeur du courant induit collecté

VI. 5. 2. 1 - Dans le cas d'un échelon de flux

Le courant induit recueilli sur les électrodes se détermine par la formule :

$$I(t) = \frac{e}{d} \int_{o}^{d} (n^{+} w^{+} + n^{-} w^{-})\, dx$$

Toujours dans la même hypothèse d'une chambre à électrodes planes où les vitesses w^{+} et w^{-} sont voisines ($w^{+} = w^{-} = w$) et en tenant compte des résultats précédents, les densités n^{+} ou n^{-} peuvent se représenter approximativement comme le montre le diagramme ci-dessous.

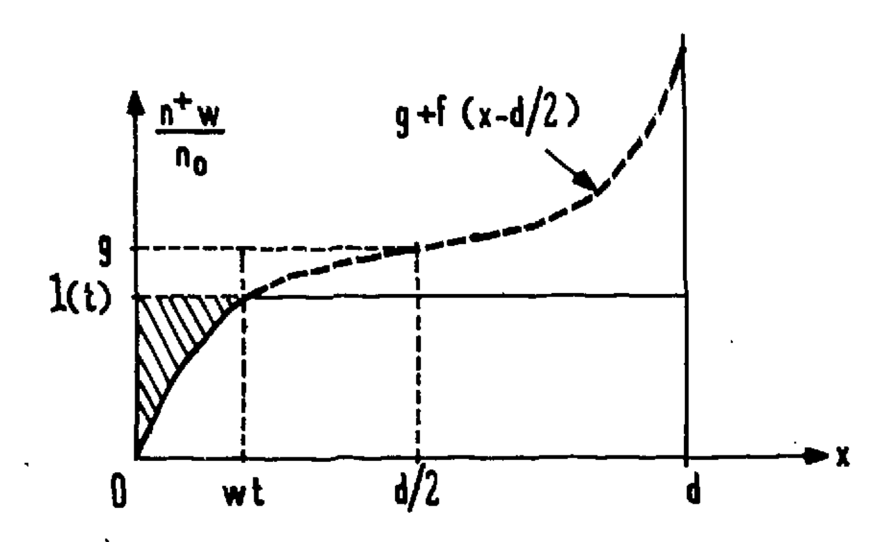


Figure VI. 9 - Représentation approximative de $n^{+}(x,t)$ dans l'espace interélectrode.

En tenant compte de cette configuration idéalisée I (t) s'écrit :

$$I(t) = \frac{2\, e\, n_{o}}{d} \left[1(t) \quad d - \int_{o}^{wt} f\left(x - \frac{d}{2}\right) dx + (g - 1(t))\; wt \right]$$

Les termes entre crochets autres que $[1(t) \,.\, d]$ correspondent à la partie hachurée et sont retranchés du terme majorant $[1(t) \,.\, d]$. Il faut remarquer que lorsque le taux de recombinaison est très élevé, c'est-à-dire $K \ll 1$, ces termes soustraits deviennent négligeables. Pour mieux s'en rendre compte, il suffit s'examiner la figure VI. 6 qui représente $[g + f(x - d/2)]$ lorsque $K = 0,1$.

Etant donné que $f(x - d/2) = B\, tg\, k\,(x - d/2)/$

I (t) s'écrit encore :

$$I(t) = 2\,e\,n_o \left[1(t) - \frac{B}{kd} \log \frac{\cos k\,(wt - d/2)}{\cos k d/2} + (g - 1(t)) \,.\, \frac{wt}{d} \right]$$

Mais seul le premier terme sera pris en considération et l'expérience montre que cette approximation est raisonnable lorsque $K \ll 1$

$$\boxed{I(t) = 2\,e\,.\,n_o\,.\,1(t)}$$

c'est-à-dire :

$$I(t) = e\,n_o\,d \frac{K}{(1-K)^{1/2}} \; th \left[\frac{2\,(1-K)^{1/2}}{K} \; \frac{t}{\tau} \right]$$

En posant $I_o = e\,n_o\,d$ (pour une section unité) il vient :

$$I(t) = I_o \frac{K}{(1-K)^{1/2}} \; th \left[\frac{2\,(1-K)^{1/2}}{K} \; \frac{t}{\tau} \right]$$

Lorsque K tend vers 1 , on retrouve comme en (VI. 4. 1) approximativement :

$$I(t) = 2\,I_o \,.\, \frac{t}{\tau}$$ tant que $\frac{t}{\tau}$ est relativement faible.

Lorsque t tend vers l'infini et $K \leq 1$

$$I(t) \text{ tend vers } I_o \frac{K}{(1-K)^{1/2}} \sim I_o K$$

L'expression de I (t) montre que la recombinaison agit sur le temps de montée. On se rappelle que, en absence de recombinaison, et d'après VI. 4. 1, le temps de montée du courant à 75 °/₀ de son maximum I_o est égal à $\tau/2$ avec $\tau = d/w$. En présence de recombinaison, 75 °/₀ de $K\,I_o$ sont obtenus lorsque l'argument de th est environ égal à l'unité, c'est-à-dire pour :

$$t_{75\,\%} = \frac{K}{(1-K)^{1/2}} \cdot \frac{\tau}{2}$$

Partant de cette expression de I (t) valable surtout lorsque la recombinaison est élevée ($K \leq 1$) ne peut-on pas obtenir une formule plus générale, c'est-à-dire vérifiant l'expérience quel que soit K ?

K/t	0,8	0,6	0,4	0,2	0,1
$\frac{K}{(1-K)^{1/2}}$	1,8	0,95	0,52	0,22	0,105

En réponse à cette questions et après examen du tableau ci-dessus, on constate que si, dans l'expression de I (t), on remplace $(1 - K)^{1/2}$ par l'unité :

- La valeur de I (t) ne varie pratiquement pas lorsque $K < 0,1$.
- La valeur maximum du courant et son temps de montée deviennent approximativement identiques aux résultats théoriques obtenus sans recombinaison (VI. 4. 1) lorsque K tend vers l'unité.
- L'expérience vérifie bien la nouvelle expression obtenue alors que la précédente ne convenait pas lorsque $1 < K < 0,1$.

En conséquence, l'expression de I (t) qui sera retenue pour la montée du courant s'écrit :

$$I(t) = I_o \, . \, K \, th \, \left(\frac{2\,t}{K\,\tau}\right) \text{ quel que soit } K .$$

La dernières transformation opérée semble arbitraire cependant on peut la comprendre intuitivement en se reportant à la détermination de 1 (t) et en constatant que le terme $(1 - K)^{1/2}$ provient de ce que l'on suppose le transport des charges négligeables et qu'alors il y a accumulation proportionnelle au terme source n_o (t). D'autre part, cette assimilation de $(1 - K)^{1/2}$ à l'unité permet dans une certaine mesure de corriger la suppression volontaire des termes associés à $[\,1(t)\,.\,d\,]$ écrits ci-dessus et elle a été fortement conseillée par l'expérience.

Le tableau suivant montre les écarts numériques existants entre la formule théorique obtenue en (VI. 4. 1) et celle approximative proposée ci-dessus, lorsque la recombinaison devient négligeable (K = 1) c'est-à-dire :

$$\begin{cases} I_1(t) = 2\,I_o\,\left(t/\tau - \frac{t^2}{2\,\tau^2}\right) & \text{sans recombinaison} \\ I_2(t) = K\,I_o\,th\,\frac{2\,t}{K\,\tau} & \text{lorsque } K = 1 \end{cases}$$

$t/_\tau$	1/8	1/4	3/8	1/2	5/8	3/4	7/8	1
$\frac{I_1}{I_o}$	0,234	0,438	0,609	0,750	0,859	0,938	0,984	1
$\frac{I_2}{I_o}$	0,244	0,462	0,635	0,761	0,848	0,905	0,941	0,964

La figure VI. 10 montre l'allure de la montée du courant lorsque K = 1 d'après les deux fprmules ci-dessus et lorsque K = 1/2 avec I_2 (t).

En résumé, la réponse à un échelon de flux s'écrit :

$$I(t) = I_o \cdot K \cdot \text{th} \left(\frac{2\,t}{K\,\tau}\right)$$

$$t_{75\,\%} = K\ \tau/2$$

VI. 5. 2. 2 - Dans le cas d'une impulsion de flux de durée θ

Il apparaît deux intervalles de temps au cours desquels I (t) s'exprime de façon tout à fait différente :

- Lorsque $o < t < \theta$: le problème n'est autre que celui d'un échelon de flux et d'après ce qui précède on sait que :

$$I(t) = I_o K \cdot \text{th}\ \frac{2\,t}{K\tau}$$

- Lorsque $t > \theta$: le terme source n_o (t) dû au flux ionisant n'existe plus et la valeur de la densité des charges a été examinée au paragraphe VI. 5. 1. 3.

Si l'on recherche l'expression exacte du courant I (t) dans le cas le plus général, on se heurte à d'énormes difficultés. Mais le problème se simplifie si l'on suppose qu'à l'instant θ fin de l'impulsion, les densités n^+ et n^- sont égales et ont une répartition constante dans l'espace interélectrodes $\left[n^+(\theta) = n^-(\theta)\right]$ ce qui est une hypothèse bien souvent satisfaite dans la réalité et notamment lorsque :

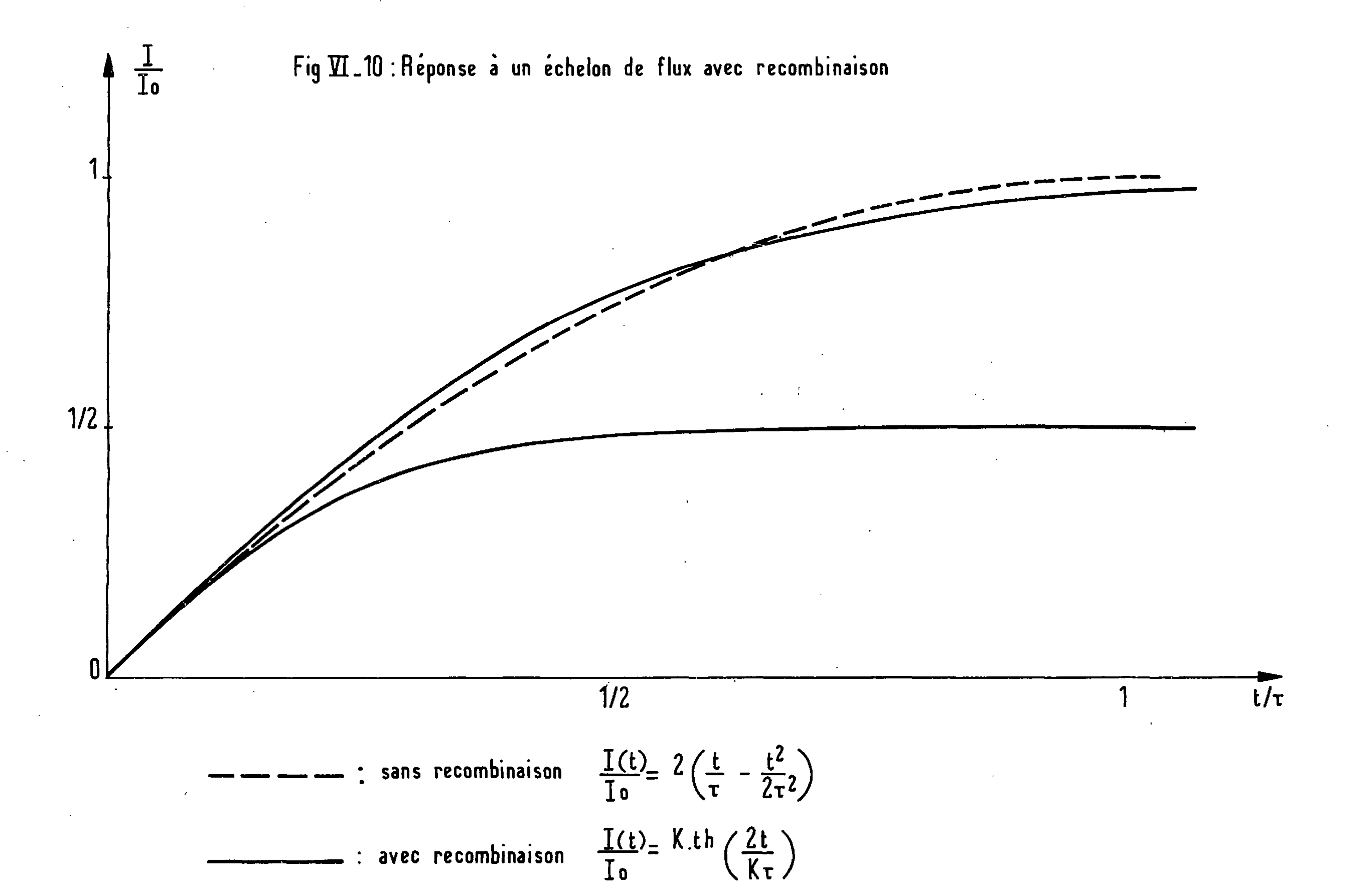


Fig VI_10 : Réponse à un échelon de flux avec recombinaison

- $\frac{\theta}{\tau} \ll 1$ avec K quelconque : le transport des charges étant négligeable.

- $K \ll 1$ avec $\frac{\theta}{\tau}$ quelconque : la densité des charges étant constante sur un large espace central.

En se référant à l'expression obtenue au paragraphe VI. 5. 1. 3 et d'après le diagramme ci-dessous I (t) s'écrit approximativement (après translation de l'origine des temps de la valeur θ) :

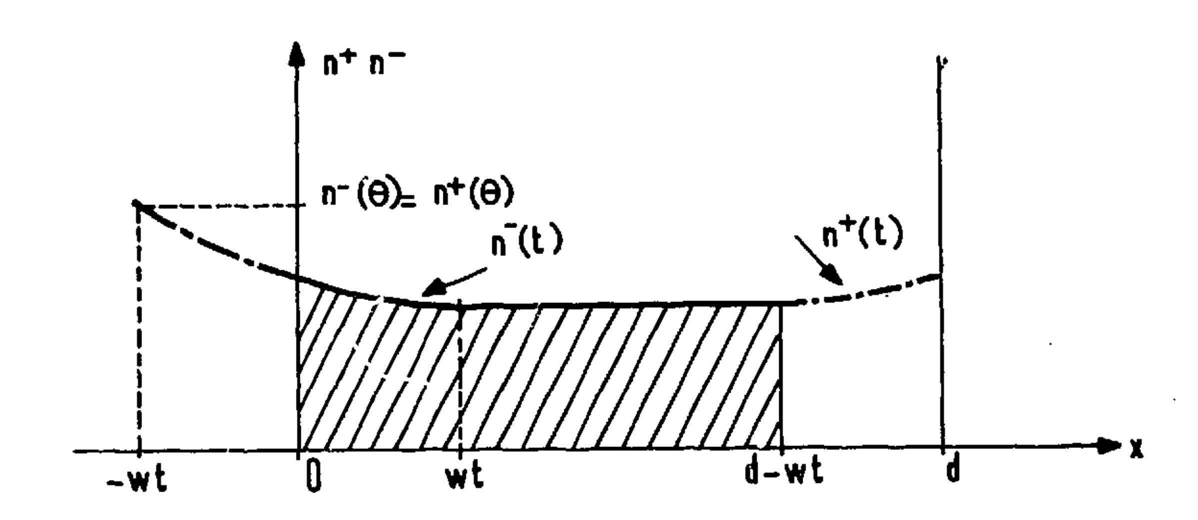


Figure VI. 11 - Représentation de la densité dans l'espace interélectrode à l'instant " t "

$$n^-(t) = n^+(t) = \frac{n(\theta)}{n(\theta) . \beta . t + 1}$$

entre $o < t < \tau/2$

$$I(t) = \frac{2 e w}{d} \left[n(t) . (d - 2 wt) + \int_o^{wt} \frac{n(\theta)}{n(\theta) . \beta . \frac{x + wt}{2 w} + 1} dx \right]$$

soit :

$$I(t) = 2 e w . n(\theta) \left[\frac{1 - 2 t/\tau}{n(\theta)\beta \quad t + 1} + \frac{2}{n(\theta)\beta\tau} \log \left(1 + \frac{n(\theta) . \beta . t/2}{n(\theta) . \beta . t/2 + 1}\right) \right]$$

entre $\tau/2 < t < \tau$

$$I(t) = \frac{2\,e\,w}{d} \times \int_{(wt - d/2)}^{d/2} \frac{n(\theta)}{n(\theta).\beta.\frac{x + d/2}{2\,w} + 1}\,dx$$

Soit :

$$\boxed{I(t) = 2\,e\,.\,w\,.\,n(\theta)\;\frac{2}{n(\theta).\beta.\mathcal{T}}\;\log\left(1 + \frac{n(\theta).\beta.\frac{\mathcal{T} - t}{2}}{n(\theta).\beta.\,t/2 + 1}\right)}$$

En conclusion, il faut souligner que l'extinction et la montée du courant en présence de recombinaison, suivent des lois tout à fait différentes. En outre, la vitesse d'extinction du courant entre 0 et $\tau/2$ apparaît beaucoup plus grande que dans l'intervalle ($\tau/2$ - τ), ce qui résulte uniquement des pertes par recombinaison comme on le constate en analysant les deux expressions de I (t) obtenues ci-dessus.

VI. 6 - Vérifications expérimentales

Ces vérifications ont consisté principalement à observer la forme et la grandeur du courant fourni par une chambre en présence d'une impulsion de flux rectangulaire. Cette impulsion est générée par un accélérateur électrostatique d'électrons dont on module le faisceau par le procédé décrit Chapitre I. Les temps de montée et de descente du courant cible sont inférieurs à 10 µs.

VI. 6. 1 - Temps de réponse sous un échelon de flux

Les mesures ont été effectuées sur une chambre CCS Y 10 remplie d'air à la pression atmosphérique, de géométrie cylindrique (r_1 = 1,1 cm ; r_2 = 8,2 cm ; l = 25 cm) et d'une sensibilité voisine de 5.10^{-10} A/R/h. Les observations et les photographies ont été prises sur un oscilloscope après amplification convenable du courant collecté. Cet amplificateur à courant continu transistorisé, de faible bruit et de bande passante élevée a été conçu pour être positionné au plus près de la chambre.

L'attachement étant supposé maximum dans l'air, le temps de réponse du courant, à 100 °/₀ de son maximum, est égal au temps de transit des charges

$$\tau = \frac{d^2\, L\, r_2/r_1}{\mu \quad V}$$

Le courant atteint 75 °/₀ de son maximum au bout d'une durée $\tau/2$ si la recombinaison est faible (figure VI. 3).

Les valeurs théoriques et expérimentales du temps de réponse τ pour la chambre CCS γ 10 en absence de recombinaison sont consignées dans le tableau ci-dessous.

Tension V Volts	1 000	500	250	100
τ calculé	44 ms	88 ms	176 ms	440 ms
τ mesuré	40 ms	90 ms	180 ms	400 ms

Il faut remarquer que les mesures de τ effectuées sur l'oscilloscope ne sont pas très précises (Précision relative de l'ordre de 10 °/₀).

Pour le calcul de τ, la valeur de la mobilité μ a été choisie égale à la valeur moyenne entre μ^+ et μ^- soit $\mu = 1,5\ cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$.

Lorsque la recombinaison n'est plus négligeable le temps au bout duquel le courant atteint 75 °/₀ de son maximum $K\ I_o$ (noté t 75 °/₀) évolue en fonction du facteur de recombinaison K suivant le tableau ci-dessous. A cause de l'allure asymptotique de la montée, il serait très difficile de mesurer le temps de réponse à 100 °/₀ du courant ; aussi le point d'observation choisi a été fixé à 75 °/₀. Les Planches VI. 1 et VI. 2 montrent l'allure des impulsions du courant I (t) obtenues pour des impulsions du courant cible accélérateur de durée θ = 200 ms.

Tableau comparatif de $t_{75\ °/_{\circ}}$ et de $\tau/2$ pour $I_o = 2.10^{-7}$ A

V	1 000	400	250	150	100
k	1	1/2	1/3	1/4	3/20
$\tau/2$ pour K = 1	20 ms	55 ms	85 ms	150 ms	220 ms
$t_{75\ °/_{\circ}}$ mesuré	20 ms	25 ms	30 ms	35 ms	40 ms

La précision relative sur toutes ces mesures reste de l'ordre de 10 %. D'après ce tableau, on constate que :

$$t_{75\,\%} \# K \,.\, \tau/2$$

et on vérifie ainsi ce que prévoyait la théorie précédente. Quant à l'allure de la montée du courant (sur les photographies il s agit en fait de la descente du signal), elle correspond également bien à la théorie.

VI.6.2 - Analyse de la forme des impulsions

La forme des impulsions est liée à la fonction de transfert. En observant les oscillogrammes obtenus on constate que :

- En absence de recombinaison c'est-à-dire pour $K \# 1$ ce qui a lieu surtout pour des tensions élevées :

  Les formes de la montée et de la descente sont identiques et vérifient bien la théorie qui prévoyait une variation quadratique (figure VI.1). Voir notamment la première photographie de la Planche VI.3.

  Lorsqu'il s'agit d'impulsions brèves de flux (θ de l'ordre de 50 ms, 30 ms et 10 ms) et avec des tensions suffisamment élevées de sorte que K reste voisin de l'unité, les allures des impulsions de courant observées (Planches VI.3, VI.4, VI.5) s'identifient aux résultats théoriques figure VI.3.

- En présence de recombinaison ($K < 1$) :

  Pour la montée, on a constaté précédemment une bonne concordance avec la théorie :

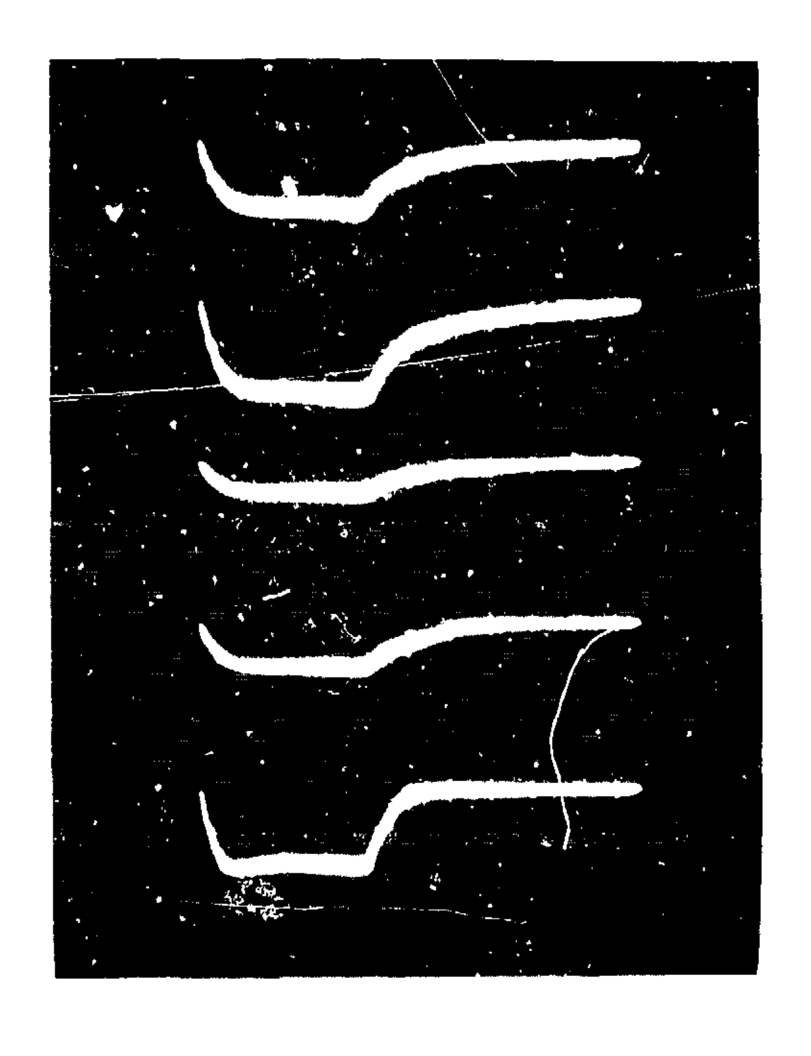
$$I(t) = K I_o \, \text{th} \frac{2t}{K\tau}$$

  En ce qui concerne la descente, elle prend, à mesure que la recombinaison se fait plus grande, une allure d'autant plus différente de la montée. Il apparaît au temps $t = \theta$, une pointe prononcée pour les impulsions brèves. La fin de la descente a lieu au bout d'un temps égal à ($\theta + \tau$), τ étant le temps de collection

$$\left(\tau = \frac{d^2 \, L\, r_2/r_1}{\mu \; V} \right)$$

CHAMBRE C C S γ 10

Impulsion de flux gamma $\theta \approx$ 200 ms



V = 100^V, 20 mV/cm

V = 150^V, 20 mV/cm

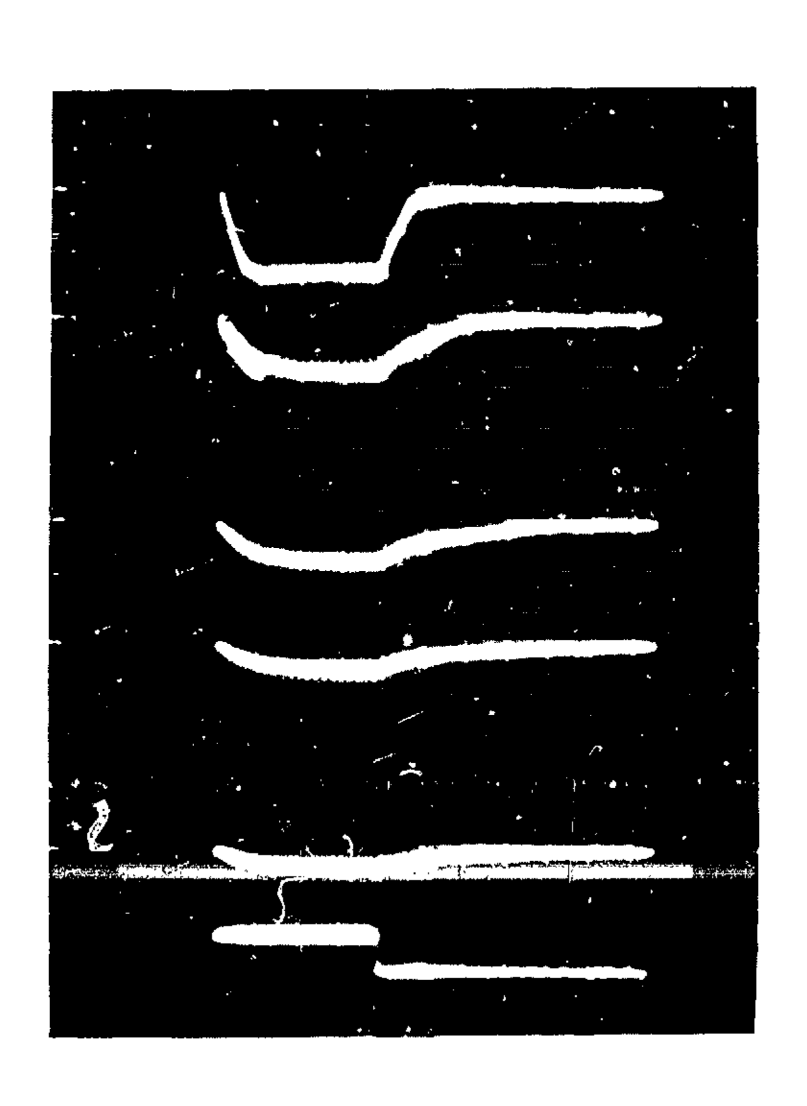
V = 250^V, 100 mV/cm

V = 400^V, 100 mV/cm

V = 1000^V, 100 mV/cm

Io chambre
= 2.10^{-7} A

50 ms/div.



V = 1000^V

V = 400^V

V = 250^V

V = 150^V

V = 100^V

impulsion du courant
cible accélérateur

Io chambre
= 10^{-7} A

50 ms/div.

50 mV/cm

PLANCHE VI - 1

CHAMBRE C C S γ 10

Impulsion de flux gamma $\theta \approx$ 200 ms



V = 400^V

V = 250^V

V = 150^V

Io chambre = 5.10^{-8} A

50 ms/div.

20 mV/cm



V = 400^V

V = 250^V

V = 150^V

Io chambre = 10^{-8} A

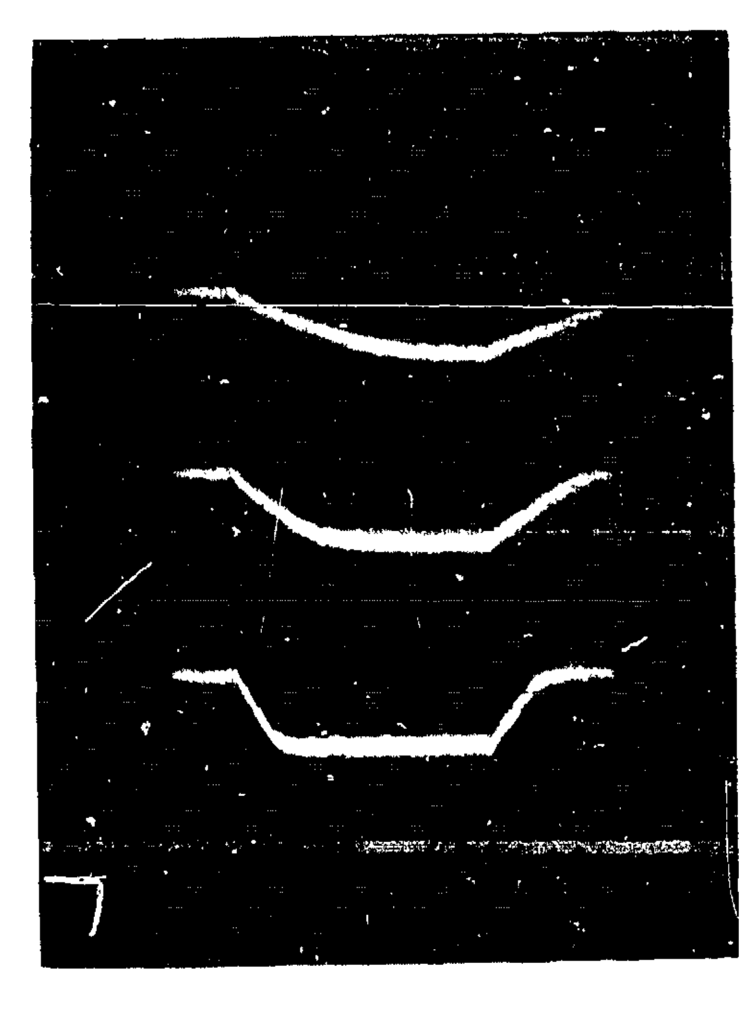
50 ms/div.

5 mV/cm



V = 500^V

CHAMBRE C C S γ 10



V = 250^V

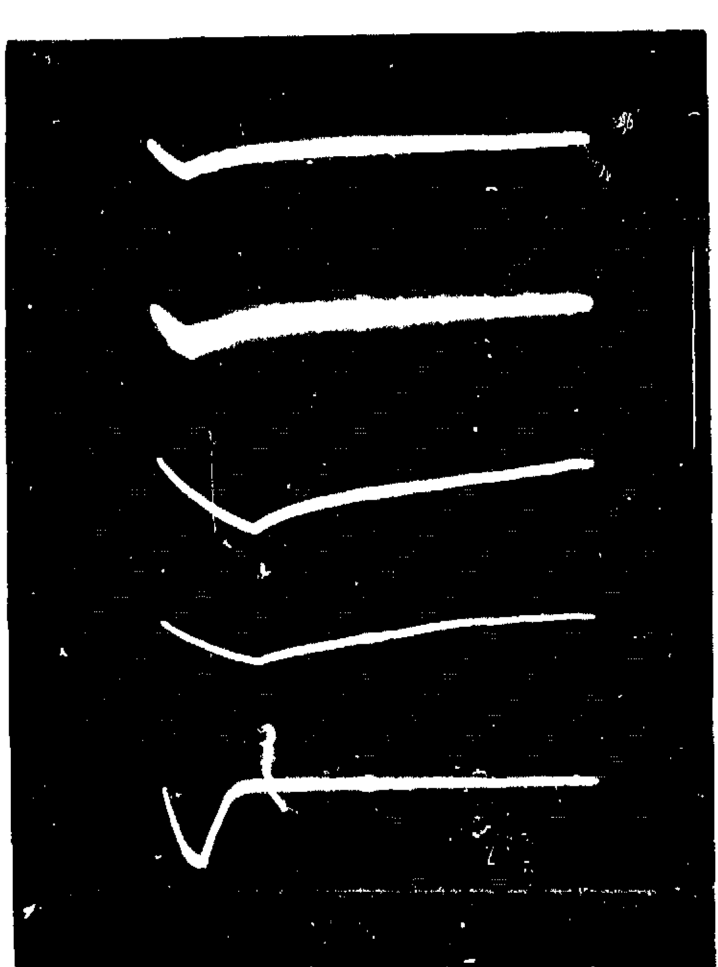
V = 500^V

V = 1000^V

θ = 200 ms

Io chambre
= 5.10^{-9} A

30 ms/div.
20 mV/div.



V = 100^V, 20 mV/div.

V = 150^V, 20 mV/div.

V = 250^V, 20 mV/cm

V = 400^V, 50 mV/cm

V = 1000^V, 50 mV/cm

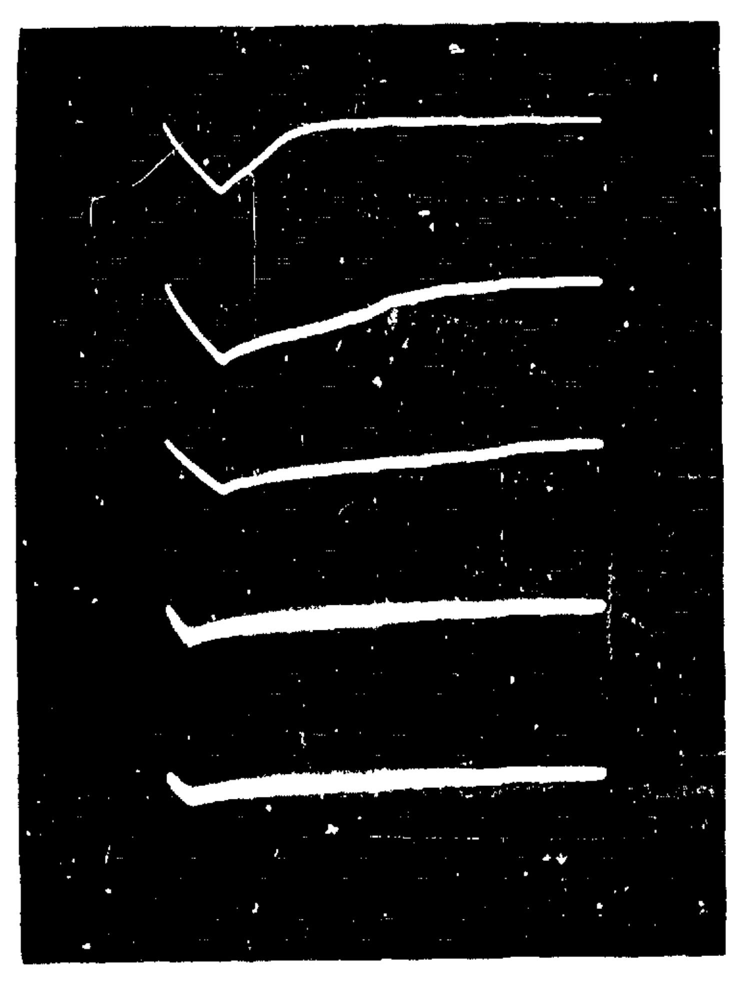
θ = 50 ms

Io chambre
= 10^{-7} A

50 ms/div.
et
20 ms/div.

PLANCHE VI - 3

CHAMBRE C C S γ 10



V = 1000^V, 50 mV/div.

V = 400^V, 20 mV/div.

V = 250^V, 20 mV/div.

V = 150^V, 20 mV/div.

V = 100^V, 20 mV/div.

θ = 30 ms

Io chambre = 10^{-7} A

50 ms/div. et 20 ms/div.



V = 100^V, 10 mV/div.

V = 150^V, 10 mV/div.

V = 250^V, 10 mV/div.

V = 400^V, 10 mV/div.

V = 1000^V, 20 mV/div.

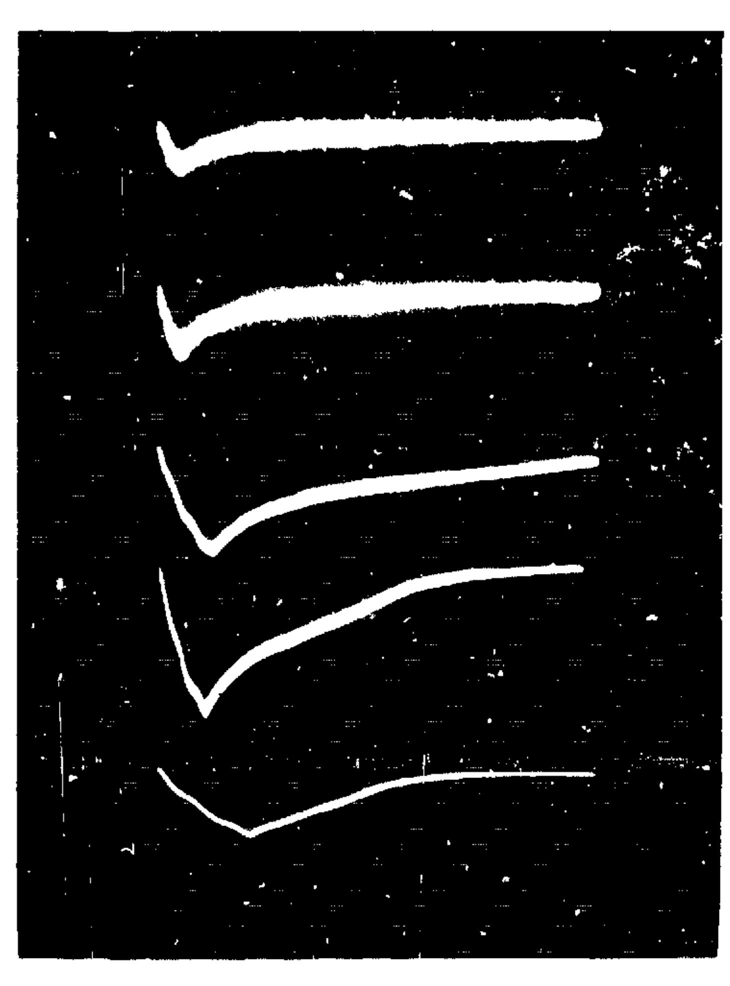
θ = 10 ms

Io chambre = 10^{-7} A

10 ms/div. 20 ms/div. et 50 ms/div.

PLANCHE VI - 4

CHAMBRE C C S γ 10



V = 100^V, 20 mV/cm

V = 150^V, 20 mV/cm

V = 250^V, 20 mV/cm

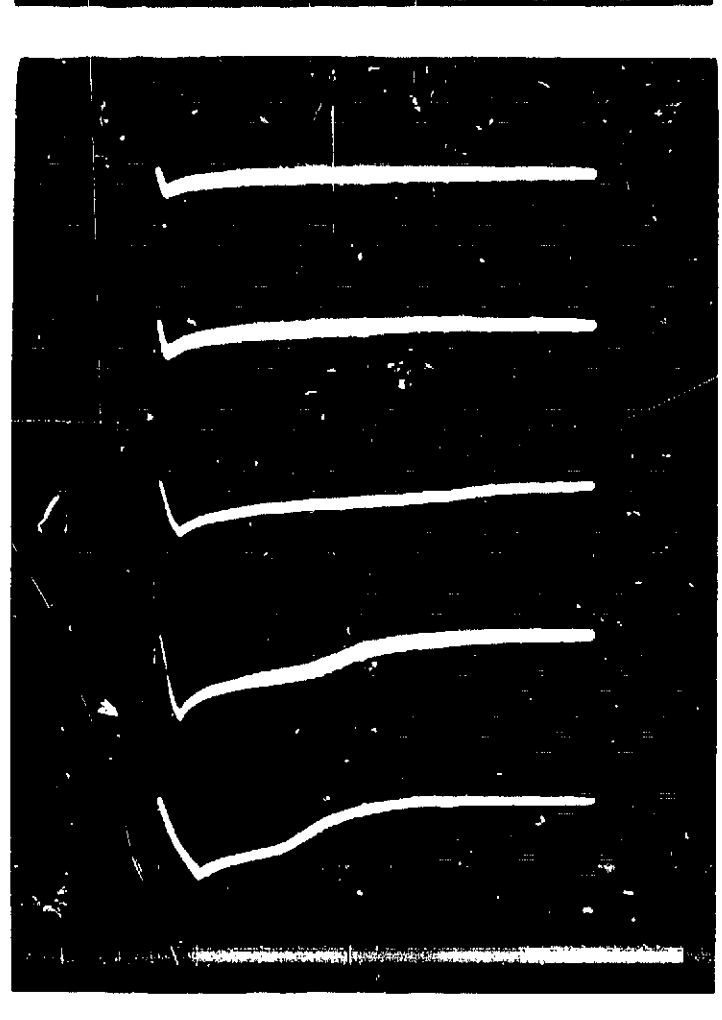
V = 400^V, 20 mV/cm

V = 1000^V, 100 mV/cm

θ = 25 ms

Io chambre = 2.10^{-7} A

10 ms/div.
20 ms/div.
et
50 ms/div.



V = 100^V, 20 mV/cm

V = 150^V, 20 mV/cm

V = 250^V, 20 mV/cm

V = 400^V, 20 mV/cm

V = 1000^V, 50 mV/cm

θ = 10 ms

Io chambre = 2.10^{-7} A

10 ms/div.
20 ms/div.
50 ms/div.

PLANCHE VI - 5

CHAPITRE VII

MESURE D'IMPULSIONS DE FLUX DE RAYONNEMENTS

Il s'agit principalement, dans ce chapitre, d'obtenir l'expression de la charge intégrée totale recueillie sur l'électrode d'une chambre d'ionisation en fonction des caractéristiques des impulsions étant donné que, bien souvent, c'est le seul moyen d'effectuer une mesure correcte des effets du rayonnement.

VII. 1 - Cas d'impulsions de flux de durée $\theta \gg \tau$

τ est toujours le temps de collection défini en géométrie plane par $= \frac{d}{w}$. Pendant la majeure partie du temps θ , la valeur de I (t) est celle du régime établi $K\,I_o$ (I_o étant le courant saturé produit par le flux ϕ), ce régime étant atteint pratiquement au bout d'un temps $K\,\tau$. Le régime transitoire d'établissement et de coupure du courant a une influence négligeable.

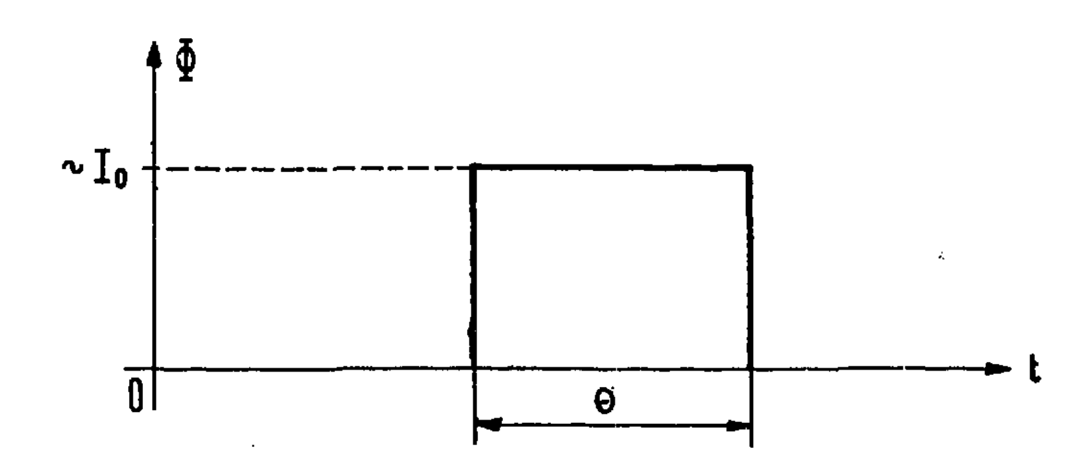


Figure VII.1 - Définition de l'impulsion du flux

La mesure de l'impulsion peut se faire de deux façons :

- Soit par une mesure du courant maximum $K\,I_o$

$$\text{avec } K = \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{\delta I_o}{V^2}\right]^{1/2}}$$

δ étant le coefficient critique de la recombinaison volumique

et I_o l'intensité de l'impulsion de flux mesurée en courant de chambre.

- Soit par une mesure de la charge collectée Q

$Q \# K I_o \theta$ pour une impulsion

ou $Q \# K I_o \theta \; f$ par seconde, pour des impulsions répétées à la fréquence f.

VII. 2 - Cas d'impulsions de flux de durée $\theta \ll \tau$

La durée θ étant très petite comparativement au temps de collection, le courant I (t) n'atteint qu'une fraction très petite $I(\theta)$ de son maximum $K I_o$ ($I(\theta) = K I_o \text{ th} \frac{2 \theta}{K \tau}$). L'évaluation de l'impulsion de flux ne peut se faire que par une mesure de la charge recueillie Q.

Pendant le temps θ, on peut considérer que le transport des ions est très faible si bien que, au bout de cette durée θ, la densité des charges s'écrit :

$$n^+ = n^- = n(\theta) = \frac{n_o}{w} I(\theta) = n_o \cdot \theta \qquad \text{(Réf. VI. 5. 1. 2)}$$

Et au temps t après la fin de l'impulsion, la répartition de la densité des charges pour une géométrie plane prend la configuration suivante (figure VII. 2) :

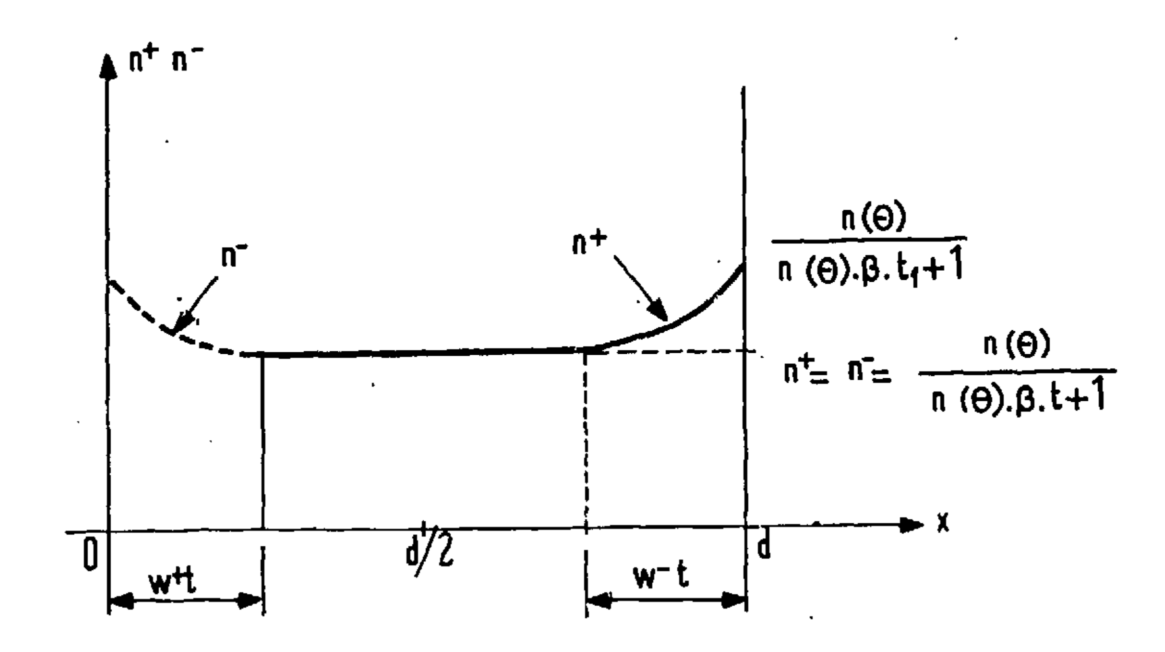


Figure VII. 2 - Répartition de la densité des charges au temps t

en $x = d$: $n^+ = \dfrac{n(\theta)}{n(\theta)\,\beta\, t_1 + 1}$ avec $t_1 = \dfrac{W^+ t}{W^+ + W^-}$

Pour $W^+ . t < x < (d - W^- . t)$: $n^+ = n^-$.

L'effet de la recombinaison s'arrête au temps $t = \dfrac{d}{W^+ + W^-}$; $(W^+ + W^-)$ étant la vitesse de transport relative des charges. L'origine des temps est choisie à partir de la fin de l'impulsion de flux. Ces résultats se déduisent de l'étude faite au paragraphe VI. 5. 1. 3 et ne font ici que l'objet d'un rappel.

En ce qui concerne la quantité de charges, la valeur dQ qui échappe à la recombinaison pendant dt s'écrit :

$$dQ = e \, . \, \frac{n_o . \theta}{n_o \theta \;. \beta \, . \, t + 1} \, . \, (W^+ + W^-)\, dt$$

d'où :

$$Q = e \int_o^{\frac{d}{W^+ + W^-}} \frac{n_o . \theta}{n_o . \theta . \beta \, . \, t + 1} (W^+ + W^-)\, dt$$

$$\boxed{Q = n_o \; \theta \; d \; e \; x \; \frac{1}{\dfrac{\beta n_o \theta \; d}{W^+ + W^-}} \; \log \left(1 + \frac{\beta n_o \theta \; d}{W^+ + W^-} \right)}$$

Cette formule est donnée par BOAG / 18 /. Elle s'écrit également, avec $Q_o = e\, n_o\, \theta\, d$.

$$Q = Q_o \, \frac{1}{U} \, \log (1 + U)$$

Il existe une autre façon d'obtenir cette expression mais elle est un peu plus longue. Partant de la valeur du courant I (t) obtenue en fin d'impulsion au paragraphe VI. 5. 2. 2, il suffit d'effectuer :

$$Q = \int_o^T I(t) \, . \, dt$$

qui s'écrit :

$$Q = 2\,e\,W\,n_o\theta \left[\int_0^{\tau/2} \frac{1 - 2\,t/\tau}{n_o\theta\,\beta\,t + 1} \,.\, dt + \frac{2}{n_o\theta\,\beta\,\tau} \int_0^{\tau/2} \log\left(\frac{1 + n_o\,\theta\,\beta\,t}{1 + n_o\,\theta\,\beta\,t/2}\right) .\, dt \right.$$

$$\left. + \frac{2}{n_o\theta\,\beta\,\tau} \int_{\tau/2}^{\tau} \log\left(\frac{1 + n_o\theta\,\beta\,\tau/2}{1 + n_o\theta\,\beta\,t/2}\right) dt \right]$$

Et après intégration et réduction, il vient :

$$Q = \frac{2\,e\,W}{\beta} \log\left(1 + n_o\,\theta\,\beta\,\tau/2\right)$$

qui s'identifie aisément à l'expression précédente.

VII. 3 - Cas général d'impulsions de flux de durée θ

La mesure de l'impulsion de flux ne peut s'obtenir que par une mesure de la charge car la forme du courant I (t) dépend beaucoup trop de $\frac{\theta}{\tau}$. Lorsque θ est voisin de τ, il est nécessaire de tenir compte du régime transitoire ; le régime établi peut d'ailleurs ne pas être atteint.

- Entre les instants zéro et θ, la charge collectée (en supposant $W^+ = W^- = W$ cas le plus fréquent en pratique) a pour valeur :

$$Q = \int_0^{\theta} I\,(t)\,dt = K\,I_o \int_0^{\theta} \text{th}\left(\frac{2\,t}{K\,\tau}\right) dt$$

Soit $$Q = \frac{K^2\,\tau\,I_o}{2} \log\left(\text{ch}\,\frac{2\,\theta}{K\tau}\right)$$

$$Q = Q_o\,\frac{K^2\tau}{2\,\theta} \log\left(\text{ch}\,\frac{2\,\theta}{K\tau}\right)$$

avec $$Q_o = I_o\theta = n_o\,.\,d\,.\,e\,.\,\theta$$

- Entre θ et τ, la charge collectée peut s'écrire approximativement, si on suppose une densité de charges constante dans l'espace interléectrode à l'instant θ :

$$Q = Q_1 \frac{1}{U} \log (1 + U)$$

avec $$Q_1 = n(\theta) . d . e$$

Or, dans cette hypothèse, $n(\theta)$ s'exprime en fonction de $1(t)$:

$$n(\theta) = \frac{n_o}{w} 1(\theta) \qquad \text{(Réf. VI.5.1.2)}$$

soit $$n(\theta) \# \frac{n_o}{w} \frac{Kd}{2} \text{th} \frac{2\theta}{K\tau}$$

En conséquence :

$$Q_1 = Q_o \frac{K\tau}{2\theta} \text{th} \left(\frac{2\theta}{K\tau}\right)$$

et $$U = \frac{\beta d}{2W} . n(\theta) = \frac{\beta n_o d^2 K}{4 W^2} \text{th} \left(\frac{2\theta}{K\tau}\right)$$

c'est-à-dire $$U = \frac{1-K}{K} \text{th} \left(\frac{2\theta}{K\tau}\right)$$

en se rappelant que $$\frac{\beta n_o}{W^2} = \frac{4(1-K)}{d^2 K^2}$$

- La charge totale recueillie est la somme des charges collectées pendant les deux intervalles de temps analysés ci-dessus au cours desquels les conditions de collection sont différentes :

La charge Q obtenue s'écrit :

$$Q = Q_o \frac{K\tau}{2\theta} \left[K \log \left(\text{ch} \frac{2\theta}{K\tau}\right) + \frac{1}{\frac{1-K}{K}} \log \left(1 + \frac{1-K}{K} \text{th} \frac{2\theta}{K\tau}\right) \right]$$

avec $Q_o = e . n_o . d . \theta \sim (\emptyset . \theta)$

$$\tau = \text{temps de collection} = \int_o^d \frac{dx}{W}$$

$$K = \frac{2}{1 + \left(1 + \frac{\delta I_o}{V^2}\right)^{1/2}}$$

Cette expression de Q est une formule générale très importante. En examinant en détail les éléments qui la constituent, on constate qu'elle reste valable pour toute sorte de géométrie des chambres.

On remarque que les deux cas limites analysées en VII. 1 et VII. 2 se retrouvent facilement :

. lorsque $\frac{\theta}{K\tau} \gg 1$, il vient :

$$Q \# Q_o K \left[1 + \frac{\tau}{2\theta} \cdot \frac{K}{1 - K} \log \left(1 + \frac{1 - K}{K}\right) \right] \# Q_o K$$

. lorsque $\frac{\theta}{K\tau} \ll 1$, il vient :

$$Q \# Q_o \frac{1}{\frac{1 - K}{K^2} \frac{2\theta}{\tau}} \log \left(1 + \frac{1 - K}{K^2} \cdot \frac{2\theta}{\tau}\right)$$

c'est-à-dire :

$$Q \# Q_o \frac{1}{U} \log (1 + U)$$

On peut remarquer également que dans le cas où $\frac{\theta}{K\tau} \ll 1$:

$$\frac{Q}{Q_o} = 0{,}83 \quad \text{pour} \quad \frac{(1 - K)\, 2\theta}{K^2 \tau} = 0{,}45$$

Or, on sait que : $\frac{(1 - K)}{K^2} = \frac{\delta I_o}{4 V^2}$

d'où

$$\frac{(1 - K)\, 2\theta}{K^2 \tau} = \frac{\delta I_o \theta}{2 V^2 \tau} = 0{,}45$$

Si, par analogie avec le cas où $\frac{\theta}{K\tau} \gg 1$ et où on obtient $Q/Q_o = K$, on écrit de façon très approximative lorsque $\frac{\theta}{K\tau} \ll 1$: $Q/Q_o = K'$ avec K' de la forme :

$$K' = \frac{2}{1 + \left[1 + \frac{\delta' I_o \theta}{V^2}\right]^{1/2}}$$

on obtient $\frac{Q}{Q_o} = K' = 0{,}83$ pour $\frac{\delta' I_o \theta}{V^2} = 1$

En comparant avec $\frac{\delta I_o}{2 V^2 \tau} = 0,45$, on trouve :

$$\boxed{\delta' = \frac{\delta}{0,9\,\tau}}$$

Soulignons que l'expression de K' ne peut être que très approximative puisqu'elle remplace $\frac{1}{u}$ log (1 + u). Cette valeur de K' a été donnée dans l'article / 13 / et on constate qu'expérimentalement la relation entre δ et δ ' se vérifie bien.

Il faut remarquer également que d'après la valeur de $u = \frac{\delta I_o \theta}{2 V^2 \tau}$, le rapport $\frac{\theta}{\tau}$ et le courant I_o (proportionnel au flux ∅) ont la même influence sur l'efficacité de collection.

La Planche VII. 1, représente les courbes d'efficacité théorique de collection des charges (c'est-à-dire le rapport $\frac{Q}{Q_o}$) en fonction de la valeur instantanée du flux représentée par I_o et pour différentes valeurs du paramètres $\frac{\theta}{\tau}$. L'utilisation de cette courbe suppose que la tension d'alimentation soit bien définie, ce qui permet également de définir les valeurs particulières de τ et de $I_o = \frac{V^2}{\delta}$.

La Planche VII. 2 représente les courbes d'efficacité théorique de collection, pour un flux ∅ (ou bien I_1) déterminé, en fonction de la tension d'alimentation de la chambre. De même que K , la valeur de τ varie avec la tension et il est nécessaire de prendre ici une valeur particulière τ_1 temps de collection sous la tension $V_1 = (\delta I_o)^{1/2}$. Les courbes de la Planche VII. 2 se déduisent de celles de la Planche VII. 1 en effectuant la transformation = $\frac{\theta}{\tau} = \frac{\theta}{\tau_1} \times \frac{\tau 1}{\tau}$.

La Planche VII. 3 représente les courbes d'efficacité théorique de collection des charges pour des impulsions de flux répétées à la fréquence f . Ces courbes s'obtiennent en remplaçant dans la formule théorique de $\frac{Q}{Q_o}$ la valeur de θ , durée de l'impulsion de flux, par celle du terme : θ $(1 + f \frac{\tau}{2})$. Elles sont tracées pour $\frac{\theta}{\tau} = 10^{-1}$; la valeur de f_1 est $\frac{2}{\tau_1}$.
Des mesures expérimentales de l'efficacité en fonction de la fréquence ont été effectuées par CORAZZA et al. / 19 / et vérifient bien cette théorie.

VII. 4 - Vérifications expérimentales

Les impulsions de flux gamma sont produites par un accélérateur d'électrons (cf. Chapitre I).

La Planche VII. 4 représente les valeurs expérimentales de Q/Q_o pour une chambre CCS γ 10 alimentée sous 100 Volts, en fonction de l'intensité des impulsions du flux gamma exprimée en courant I_o . Pour cette tension, le temps de collection τ = 440 ms - les courbes obtenues vérifient bien la théorie.

La Planche VII. 5 représente les valeurs expérimentales de $\frac{Q}{Q_o}$ en fonction de la tension d'alimentation pour un flux Φ donnant $I_1 = 10^{-7}$ A ($\phi_1 \sim$ 200 R/h). La tension V_1 est alors de l'ordre de 800 V et $\tau_1 \sim$ 55 ms (La valeur de δ pour la chambre CCS γ 10 est de l'ordre de 5.10^{+12}).

VII. 5 - Conclusion pratique sur la mesure d'impulsions intenses de flux

Lorsqu'il s'agit d'impulsions de flux dont on ne connaît ni la valeur instantanée, ni la durée, il apparaît extrêmement délicat d'effectuer des mesures à l'aide de chambres d'ionisation puisque le taux de recombinaison ne peut être déterminé.

Une première façon de surmonter la difficulté est de maintenir la recombinaison à un faible niveau en employant une chambre remplie d'un gaz non électronégatif et alimentée par une haute tension. Il reste néanmoins le problème de la fabrication et de la sûreté d'emploi.

Mais un autre procédé permettant d'atteindre la dose totale quel que soit l'importance de la recombinaison se dégage de l'étude qui précède. En effet, on remarque que la charge collectée Q s'écrit : $Q = F(\Phi, \theta, \tau)$, si bien que deux chambres d'ionisation alimentées sous deux tensions différentes V_1 et V_2 donnent :

$$Q_1 = F(\phi, \theta, \tau_1)$$

$$Q_2 = F(\phi, \theta, \tau_2)$$

La grandeur que l'on désire mesurer est $Q_o \sim (\phi . \theta)$ (ou plus exactement $\int_o^\infty \phi \, dt$). Ce qui revient en fait à déterminer ϕ et θ . Excepté certains cas exceptionnels, deux équations suffisent pour déterminer deux inconnues et le système de deux chambres paraît réaliser cette condition.

La réalisation pratique pourrait se faire de la façon suivante :

- deux chambres identiques mais alimentées sous deux tensions différentes, par exemple (V_1 = 1 000 V et V_2 = 100 V).

- un appareillage électronique de mesure permettant de déterminer Q_1 et Q_2 , et de réaliser le rapport Q_1/Q_2 .
- un abaque construit préalablement d'après des mesures expérimentales et ayant l'allure ci-dessous permettrait de déterminer Q_o.

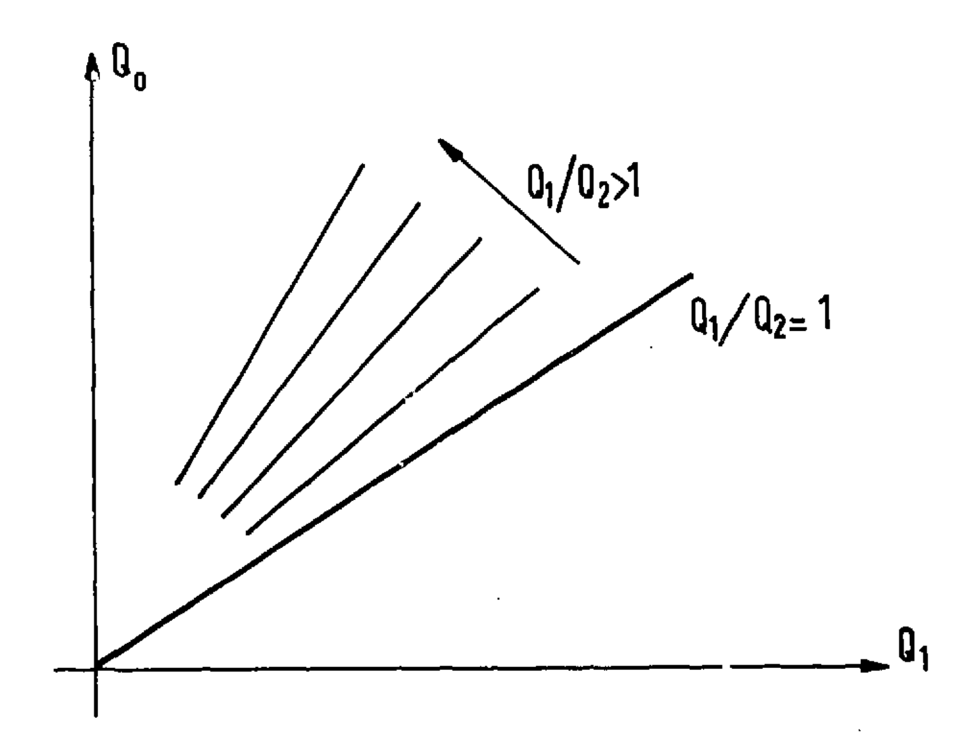
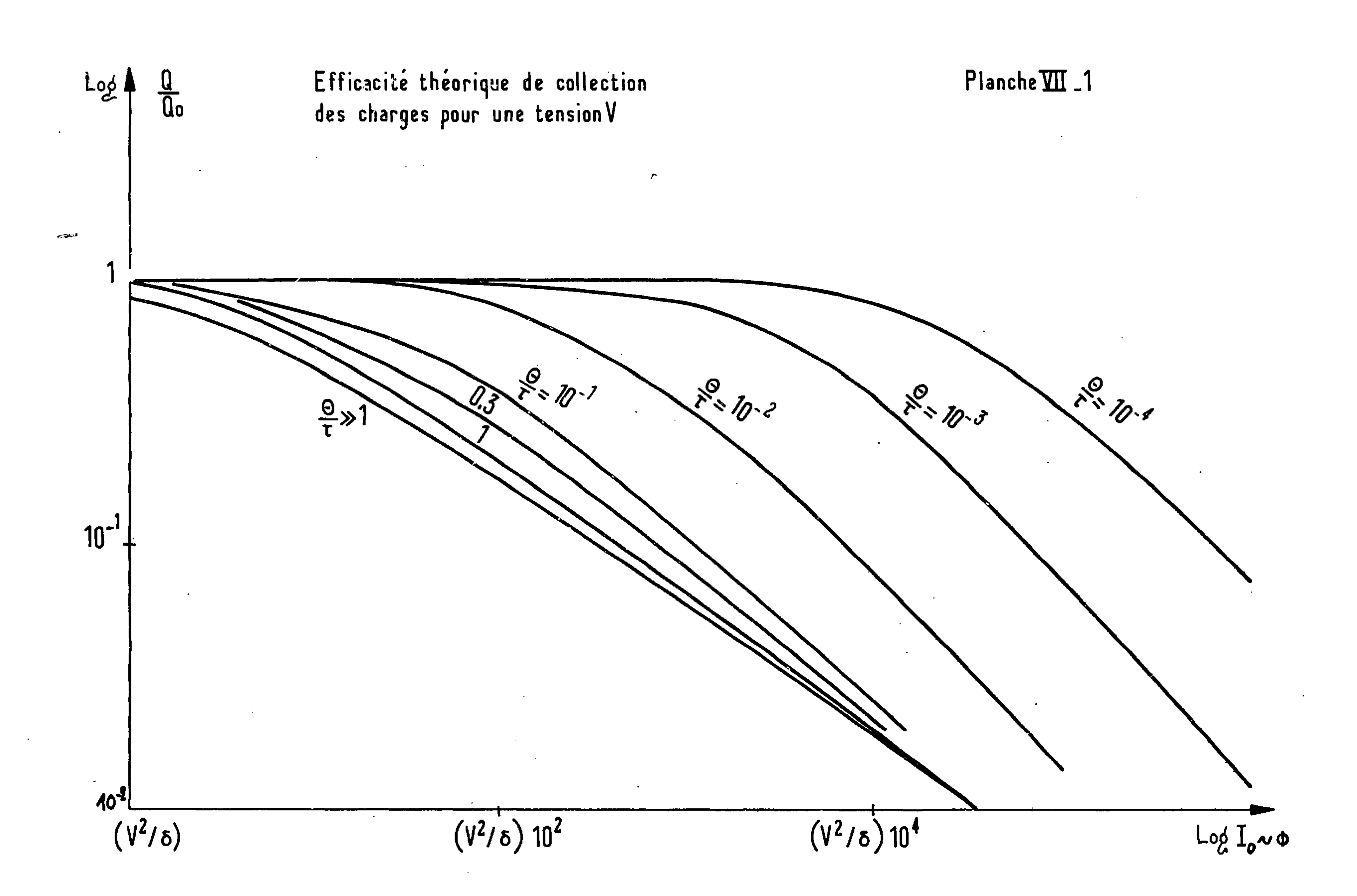
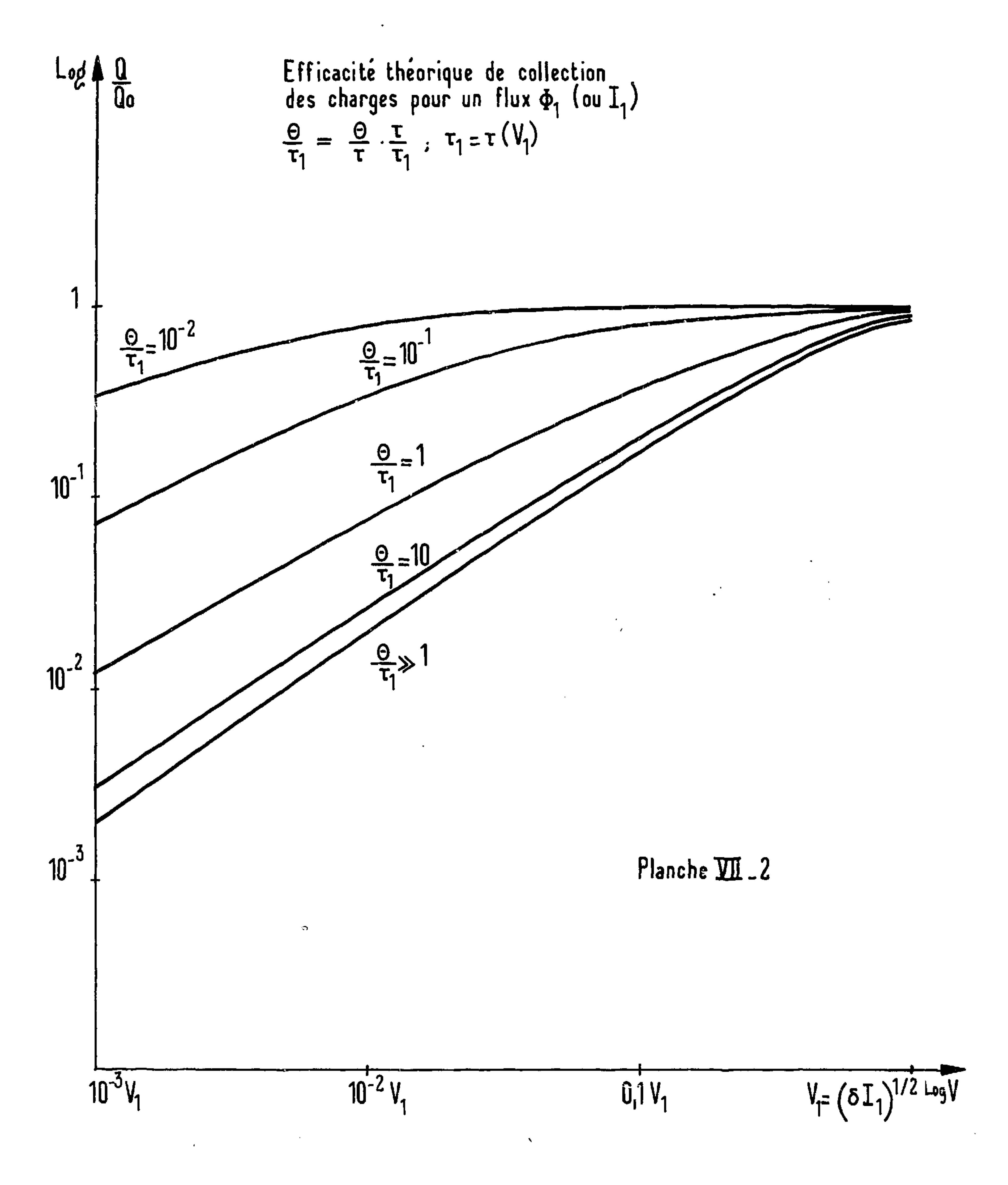
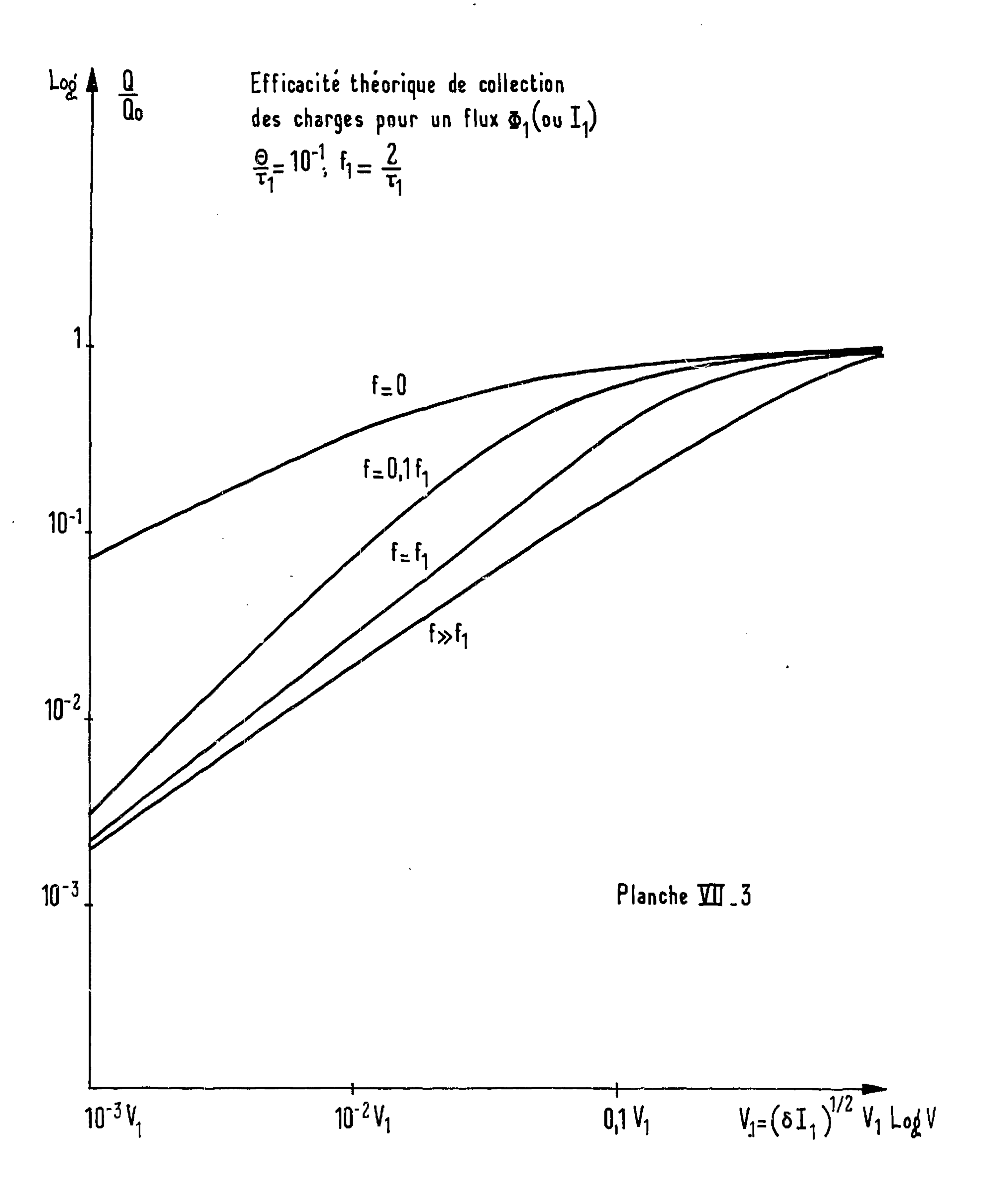


Figure VII.3 - Abaque donnant la dose intégrée (mesurée en charges Q_o) en fonction de Q_1 et de Q_1/Q_2.


Log $\frac{Q}{Q_0}$
Efficacité théorique de collection
des charges pour une tension V
Planche VII _1
1
10^{-1}
10^{-2}
$\frac{\Theta}{\tau} \gg 1$
1
0,3
$\frac{\Theta}{\tau} = 10^{-1}$
$\frac{\Theta}{\tau} = 10^{-2}$
$\frac{\Theta}{\tau} = 10^{-3}$
$\frac{\Theta}{\tau} = 10^{-4}$
(V^2/δ)
$(V^2/\delta)\ 10^2$
$(V^2/\delta)\ 10^4$
Log $I_0 \sim \Phi$



Log $\frac{Q}{Q_0}$
Efficacité théorique de collection
des charges pour un flux Φ_1 (ou I_1)
$\frac{\Theta}{\tau_1} = \frac{\Theta}{\tau} \cdot \frac{\tau}{\tau_1}$; $\tau_1 = \tau(V_1)$
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
$\frac{\Theta}{\tau_1} = 10^{-2}$
$\frac{\Theta}{\tau_1} = 10^{-1}$
$\frac{\Theta}{\tau_1} = 1$
$\frac{\Theta}{\tau_1} = 10$
$\frac{\Theta}{\tau_1} \gg 1$
Planche VII_2
$10^{-3} V_1$
$10^{-2} V_1$
$0{,}1 V_1$
$V_1 = (\delta I_1)^{1/2}$
Log V



Log $\frac{Q}{Q_0}$
Efficacité théorique de collection
des charges pour un flux Φ_1 (ou I_1)
$\frac{\Theta}{\tau_1} = 10^{-1}$; $f_1 = \frac{2}{\tau_1}$
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
f = 0
f = 0,1 f_1
f = f_1
f ≫ f_1
Planche VII_3
$10^{-3} V_1$
$10^{-2} V_1$
0,1 V_1
$V_1 = (\delta I_1)^{1/2}$
V_1 Log V

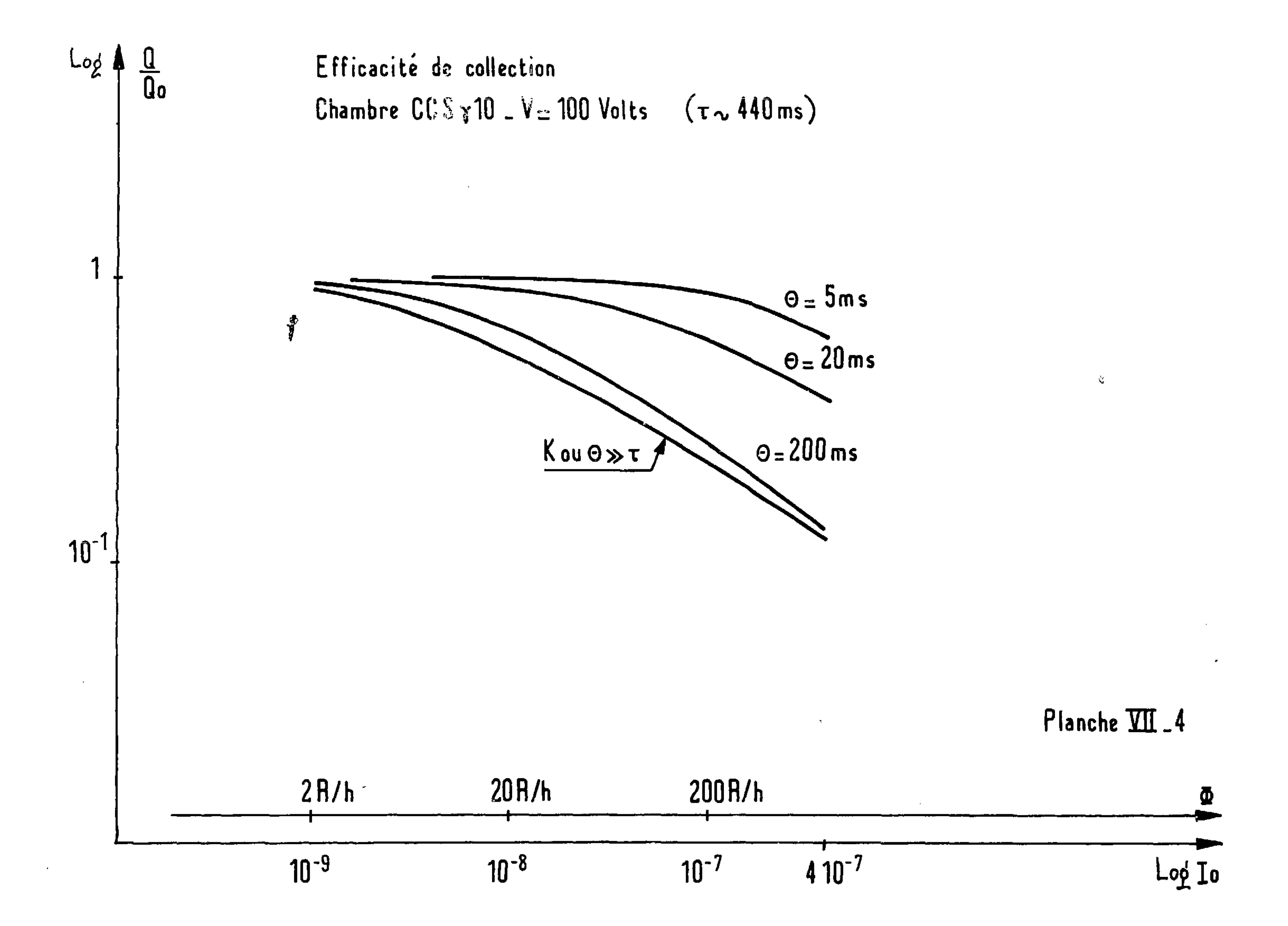


Planche VII _4

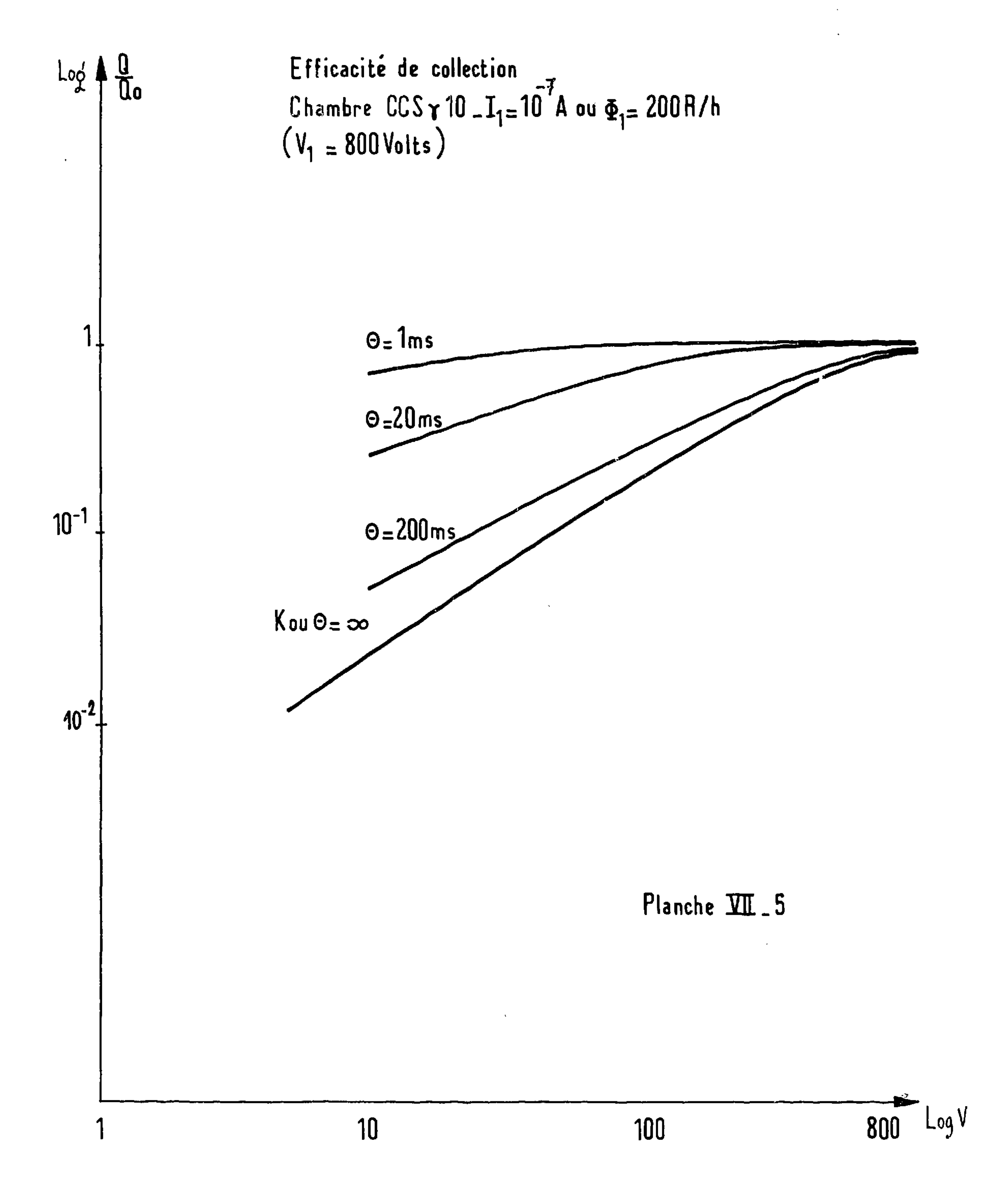


Planche VII _ 5

CONCLUSION GENERALE

Ces travaux ont été initialement entrepris pour étudier la possibilité de mesurer les impulsions de flux de rayonnements à l'aide de chambres d'ionisation. Il s'agit, de même que l'emploi de parois spécifiques, d'une utilisation nouvelle de ces détecteurs. Là où intervient des variations rapides d'intensités de rayonnement en fonction du temps surgit le problème du régime transitoire et c'est en raison de l'absence de connaissances théoriques précises sur ce dernier point, qu'une étude plus élargie sur les chambres se développa. Il est en effet logique de préciser le fonctionnement des chambres en régime d'ionisation constante, avec ou sans recombinaison, avant d'entreprendre l'étude du régime variable ; en ce qui concerne les études sur la compensation et sur l'alimentation alternative, elles ont un lien trop étroit avec la précédente pour en être écartées.

Nous allons reprendre rapidement les différents points traités en essayant de souligner les aspects originaux et de formuler une critique objective.

L'étude sur l'efficacité de la collection sous intensité d'ionisation constante et sous tension continue remet en valeur une expression approximative (facteur K) formulée depuis longtemps par BOAG et WILSON / 12 / et qui a été étendue ici à différentes géométries. Son accord avec une expression plus précise donnée par TOWNSEND / 11 / a été vérifiée. A ce sujet, il semblerait logique que les constructeurs ajoutent aux caractéristiques de leurs chambres la valeur du terme constant δ . Ce qui est nouveau, mais sujet à discussion et peu utile en pratique, c'est l'essai de compréhension du rôle de la diffusion et de l'attachement et l'essai d'explication du "courant parasite".

En ce qui concerne la compensation des chambres dont l'étude découle de la précédente, l'intérêt et l'originalité réside en un essai de compréhension théorique des phénomènes observés. Mais cette explication nécessite l'introduction d'un "courant de fuite" dont il semble difficile d'expliquer l'origine.

L'étude des chambres alimentées en tension alternative a été abordée par divers auteurs, notamment J. WATSON / 15 / qui explique en partie les phénomènes observés. Cependant, la mise en évidence d'une amplification élevée du courant et la formulation théorique des phénomènes observés constitue un apport important en ce domaine, bien que l'emploi pratique de ce mode de fonctionnement apparaisse présentement restreint.

En ce qui concerne l'objet principal de ce travail, c'est-à-dire l'étude du régime transitoire et de la mesure d'impulsions de rayonnements, on peut dire que le but a été atteint et que les connaissances acquises sont très importantes. Outre l'étude de la fonction de transfert en dehors de toute recombinaison, par ailleurs sérieusement analysée par SUBRAMANLAM et VEDAM / 17 /, l'expression de la montée du courant créé par un échelon de flux, en présence de recombinaison, est établie. Elle permet ensuite d'obtenir l'expression générale de la charge collectée lors d'une impulsion de flux, dont on constate que la formule donnée par BOAG / 18 / ne constitue qu'un cas limite. Tous ces résultats vérifient bien l'expérience et font de nouveau apparaître l'importance du facteur K .

En conclusion, l'aspect compliqué de la réponse d'une chambre d'ionisation sollicitée par des impulsions très intenses semble, dans l'immédiat, rendre peu probable l'utilisation pratique d'un tel procédé pour ce genre de mesures.

BIBLIOGRAPHIE

1 - RADIATION QUANTITIES AND UNITS
National Bureau of Standard - Handbook, 84, 1962.

2 - TUBIANA M., DUTREIX J.
Bases physiques de la Radiothérapie et de la Radiobiologie.
1963 (Masson et Cie, Editeur).

3 - SHARPE et TAYLOR.
Mesure et détection des rayonnements nucléaires.
1958 - Paris Dunod.

4 - ROSSI B. and STAUB H.
Ionization chambers and counters
1949 (New York) - Mc Graw Hill

5 - VON ENGEL A.
Ionized gases
1955 (Oxford - Clarendon Press).

6 - THOMSON J. J.
Phil. Mag. 47, 1924, n° 278.

7 - ZANSTRA H.
Ein Kurzes Verfahren zur Bestimmung des Sättigungsströmes.
Physica II, 1935, pp. 817-824.

8 - MIE
Ann. Phys. Lpz, 13, 1904, p. 857.

9 - SEELIGER
Ann. Phys. Lpz, 33, 1910, p. 319.

10 - SEEMANN
Ann. Phys. Lpz, 38, 1912, p. 781.

11 - TOWNSEND
Electricity in gases, p. 72, 1915, London - Oxford University Press.

12 - BOAG J.W. et WILSON T.
The Saturation curve at high ionization intensity. British
Journal of applied Physics, 3, July 1952, pp. 222-229.

13 - DECUYPER J.C. et GARIOD R.
Chambre d'ionisation alimentée en basse tension.
Nuclear Electronics. Conference Proceedings Bombey 22-26 Novembre 1965.
1966. Vienne . I.A.E.A. Editeur, pp. 19-31.

14 - Mc CREARY H.S. and BAYARD R.T.
A neutron sensitive Ionization chamber with electrically adjusted gamma Compensation.
Review of Scientific instrument, 25, 1954, n° 2, pp. 161-164.

15 - WATSON J.
The A.C. operation of ion chambers at high fluxes.
J. Brit. Nucl. Energy Conf. 1960 October, pp. 240-249.

16 - ROBERTS D.L.
A.C. Ionization chambers are simple and reliable.
Nucleonics, 19, 1961, n° 2, pp. 53-57.

17 - SUBRAMANIAM R. and VEDAM R.
Frequency response of current ion chamber
Nuclear Science and Engineering, 13, 1962, pp. 271-274.

18 - BOAG J.W.
Ionization measurements at very high intensities of pulsed radiation beams.
British Journal of Radiology, 23, 1950, n° 274, pp. 601-611.

19 - CORAZZA M.L., LADU M , PELLICIONNI M., ROTONDI E.
Réponse des chambres d'ionisation aux flux pulsés à haute énergie.
Premier Colloque International sur la protection auprès des grands accélérateurs
ORSAY et SACLAY. Janvier 1962.
1962. Paris. Presses Universitaires de France.

20 - BLANC D.
Détecteurs de particules.
1959. Masson et Cie, Editeurs.

21 - PRICE W.J.
Nuclear Radiation Detection. Mac Graw Hill Book - New York

22 - HINE G.J. and BROWNELL G.L.
Radiation Dosimetry.
1956. Academic. Press. INC, New York.

Manuscrit reçu le 19 Mai 1969

FIN